

SÉRIE A, N° 1951

N° D'ORDRE :
2818

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

THÉRÈSE GRIVET

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES RAYONS COSMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1941** devant la Commission d'examen.

MM. MAUGUIN.....	<i>Président.</i>
DEBIERNE.....	} <i>Examineurs.</i>
P. AUGER.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941

SÉRIE A, N° 1951

N° D'ORDRE :
2818

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

THÉRÈSE GRIVET

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES RAYONS COSMIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 1941 devant la Commission d'examen.

MM. MAUGUIN.....	<i>Président.</i>
DEBIERNE.....	} <i>Examineurs.</i>
P. AUGER.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1941



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.	H. LEBESGUE.	LESPIEAU.	LÉON BERTRAND.
	Émile PICARD.	VESSIOT.	WINTREBERT.
	LÉON BRILLOUIN.	PORTIER.	DUBOSCQ.
	PÉCHARD.	MOLLIARD.	BOHN.
	FREUNDLER.	LABROUQUE.	RABAUD.
	AUGER.	G. BERTRAND.	CAULLERY.
	DANGEARD.	Ch. FABRY.	J. PERRIN.
			CARTAN.

PROFESSEURS

Émile BOREL.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	De BROGLIE.....	T Théories physiques.
A. COTTON.....	T Recherches physiques.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
J. DRACH.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	LABROUSTE.....	Physique du Globe.
Charles PÉREZ....	T Zoologie.	PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....	T Analyse et mesures chimiques.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	T Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM..	T Botanique.	GARNIER.....	T Mathématiques générales.
G. JULIA.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÉRES.....	Mécan. théor. des fluides.
C. MAUGUIN.....	T Minéralogie.	HACKSPILL.....	T Chimie minérale.
A. DENJOY.....	T Géométrie supérieure.	TOUSSAINT.....	Technique. Aéronautique.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P. C. B.).
G. BRUHAT.....	T Physique théorique et physique céleste.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
A. DEBIERNE.....	T Physique Générale et Radioactivité.	H. GAULT.....	Chimie (P. C. B.).
A. DUFOUR.....	T Physique. (P. C. B.).	CROZE.....	Recherches physiques.
L. DUNOYER.....	Optique appliquée.	DUPONT.....	T Théories chimiques.
A. GUILLIERMOND.	T Botanique.	LANQUINE.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	T Chimie biologique.	VALIRON.....	Mathématiques générales.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	MILLOT.....	Biologie animale (P.C.B.)
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
M. FRÉCHET.....	T Calcul différentiel et Calcul intégral.	VAVON.....	Chimie organique.
E. ESCLANGON....	T Astronomie.	G. DARMOIS.....	Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique
M ^{me} RAMART-LUCAS	T Chimie organique.	CHATTON.....	T Biologie maritime.
H. BÉGHIN.....	T Mécanique phys. et exp.	AUBEL.....	Chimie biologique.
FOCH.....	T Mécanique expérimentale des fluides.	Jacques BOURCART.	Géographie physique et géologie dynamique.
PAUTHENIER.....	Physique (P. C. B.).	M ^{me} JOLIOT-CURIE.	Physique générale et Radioactivité.
		PLANTEFOL.....	Biologie végétale (P.C.B.)
		CABANNES.....	Enseignement de Physique.
		GRASSÉ.....	Biologie animale (P. C. B.).
		PRÉVOST.....	Chimie (P. C. B.).
		BOULIGAND.....	Mathématiques.
		CHAUDRON.....	Chimie (P. C. B.).



Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A MES PARENTS

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES RAYONS COSMIQUES

Par THÉRÈSE GRIVET

INTRODUCTION

La découverte des rayons cosmiques est toute récente, et l'étude de leurs propriétés date des dix dernières années ; ils viennent de sortir du mystère.

Plusieurs expérimentateurs, vers 1890, sont gênés dans toutes les expériences d'électrostatique par une conductibilité résiduelle ; aucun moyen ne permet de supprimer cette fuite. Wilson, Elster et Geitel ^(1, 2, 3), en étudiant avec précision des chambres d'ionisation constatent que la conductibilité n'est pas due aux solides mais aux gaz : c'est le premier renseignement précis. On sait que les gaz sont ionisés sans en connaître la raison.

En 1910, Gockel ⁽⁴⁾, Hess ⁽⁵⁾ en 1913 et Kolhörster en 1914 ⁽⁶⁾ emportent des électromètres au cours d'ascensions en ballon sphérique : l'ionisation résiduelle gênante dans les conditions habituelles devient beaucoup plus considérable quand on s'élève au-dessus de la surface de la terre. Cette décou-

⁽¹⁾ WILSON. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **11** (1900), 52.

⁽²⁾ ELSTER. *Phys. Z. S.*, **2** (1900), 116.

⁽³⁾ ELSTER et GEITEL. *Phys. Z. S.*, **2** (1901), 560.

⁽⁴⁾ GOCKEL. *Phys. Z. S.*, **11** (1910), 280 ; **12** (1911), 595.

⁽⁵⁾ HESS *Wien. Ber.*, **120** (1911), 1575 ; **122** (1913), 1053 et 1481.

⁽⁶⁾ KOLHÖRSTER. *W. Verh. d. Phys. Ges.*, **15** (1913), 1111 ; **16** (1914), 719.

verte sensationnelle conduit à attribuer une origine non terrestre à l'ionisation : c'est peut-être un rayonnement d'origine cosmique assez pénétrant pour traverser l'atmosphère et atteindre la terre.

L'existence des « rayons cosmiques » est alors généralement admise, il faut préciser leurs caractères. Pendant toute la durée de la guerre, Millikan et ses collaborateurs seuls étudient ce sujet. Dès 1926, beaucoup de travaux et d'articles sont consacrés aux rayons cosmiques, et le nombre de publications augmente considérablement pour atteindre plusieurs centaines dans l'année 1938.

Pendant quelques années le rayonnement est caractérisé par son origine cosmique et son pouvoir pénétrant impressionnant : ces deux qualités tout à fait exceptionnelles et nouvelles le séparent nettement des phénomènes terrestres analogues ; aussi a-t-on pu émettre un grand nombre d'hypothèses sur l'origine et la nature de ces rayons.

C'est ainsi qu'on a supposé qu'ils étaient dus au soleil, aux étoiles ou aux supernovæ, créés par l'accélération de particules chargées dans les champs magnétiques de la Galaxie, dus à des désintégrations nucléaires ou à des orages. Actuellement, aucune de ces hypothèses ne rend compte de la présence de particules portant une énergie de 10^{15} eV.

Il a été longtemps admis que les rayons cosmiques étaient de nature électromagnétique, analogues aux rayons gammas radioactifs, mais plus pénétrants. Puis on eut besoin de leur attribuer une nature corpusculaire, ce furent tour à tour ou simultanément des électrons négatifs et positifs, des protons et aussi des protons négatifs, des neutrons, des électrons lourds (mésons) positifs, négatifs ou neutres, des neutrinos. Jusqu'à maintenant aucun de ces constituants n'a été totalement rejeté.

Il est vrai que les théories sont forcées de franchir une très grande lacune entre les propriétés des rayonnements de

laboratoire les plus durs et des rayons cosmiques; et il se trouve qu'aux très grandes énergies les rayonnements électromagnétiques ou corpusculaires ont des propriétés voisines.

Cette énergie considérable rend difficile toute action humaine sur les rayons eux-mêmes : il est impossible encore d'en créer artificiellement. On peut seulement les absorber partiellement par des écrans, les dévier dans un champ magnétique. Une méthode pratique consiste à étudier le rayonnement à différentes altitudes et à mesurer dans tous les cas ses effets secondaires.

Quelques propriétés générales. — L'origine lointaine du rayonnement cosmique et les distances considérables qu'il peut traverser ont fait croire qu'il était de nature *électromagnétique*. Le pouvoir pénétrant qui résulte des observations faites en haute altitude, au niveau de la mer et même sous l'eau ou sous de grandes épaisseurs de sol s'accordent avec cette hypothèse. Je vais indiquer brièvement quelles raisons empêchent pourtant d'admettre qu'un rayonnement γ très dur constitue le rayonnement cosmique tout entier et conduisent à lui attribuer une nature corpusculaire.

Les mesures montrent en effet une variation d'intensité en fonction de la *latitude* entre l'équateur et 50° ^(7, 8, 9); cet effet ne s'explique pas pour un rayonnement électromagnétique mais le calcul donne bien l'allure de cette variation par l'action du champ *magnétique* terrestre sur des particules chargées. On a même enregistré l'intensité cosmique en un grand nombre de lieux et tracé les « isocosms » pour la terre entière : ces lignes suivent de très près les courbes iso-

(7) COMPTON. *Phys. Rev.*, **41** (1932), 11; *Rev. Sci. Inst.*, **7** (1936), 71.

(8) AUGER et LEPRINCE-RINGUET. *C. R.*, **197** (1933), 1242.

(9) CLAY et collaborateurs. *Naturwiss.*, **20** (1932), 687; *Physica*, **1** (1934), 363, 829; **3** (1936), 746.

magnétiques, et leur forme ne peut pas être attribuée à un facteur autre que l'action magnétique terrestre sur des particules chargées.

On a constaté ensuite qu'à l'équateur les rayons venus de l'ouest sont plus nombreux que ceux venant de l'est ⁽¹⁰⁾; cette asymétrie s'explique aussi par un effet magnétique. Puisque le rayonnement cosmique est sensible à l'action magnétique terrestre, il faut déterminer quelles sont les particules qui le constituent.

Les mesures en haute altitude et au niveau de la mer laissent supposer que les *électrons*, des électrons positifs surtout, forment une partie importante du rayonnement cosmique : il faut alors une énergie de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^9$ volts pour qu'un électron atteigne l'atmosphère à 50° de latitude ^(11, 12) et environ $2 \cdot 10^{10}$ eV pour atteindre l'équateur terrestre. Cependant on constate qu'au niveau de la mer, un rayon peut traverser sans déviation notable un écran de 1 000 mm. de plomb ^(13, 14, 15) ou bien s'enfoncer sous la terre ou sous l'eau jusqu'à 1 000 m. ^(16, 17, 18). Selon la mécanique relativiste quantique un électron de 10^{10} eV ne peut pas parcourir plus de 20 mm. de plomb ni pénétrer au delà de 0,5 m. d'eau au-dessous du niveau de la mer. Par conséquent, il y a des phénomènes très importants qui ne peuvent pas être attribués à des électrons et il faut déterminer leur nature.

⁽¹⁰⁾ JOHNSON. *Phys. Rev.*, **43** (1933), 834 ; **44**, 856 ; **45** (1934), 294, etc.

⁽¹¹⁾ STOERMER. *Univ. Obser. Oslo*, **12** (1934), 5 ; *Astrophys. Norwegian*, 1935, 1936, 1937.

⁽¹²⁾ LEMAITRE et VALLARTA. *Phys. Rev.*, **43** (1933), 87 ; **50** (1936), 493.

⁽¹³⁾ ROSSI et BOTTECHIA. *Ric. Scient.*, **5** (1934), 171.

⁽¹⁴⁾ SCHWEGLER. *Zeit. f. Phys.*, **96** (1935), 62.

⁽¹⁵⁾ EHRENFEST et AUGER. *J. de Phys.*, **8** (1936), 65.

⁽¹⁶⁾ REGENER. *Zeit. f. Phys.*, **74** (1932), 433 ; *Naturwiss.*, **19** (1931), 177.

⁽¹⁷⁾ CLAY. *Physica*, **1** (1934), 363.

⁽¹⁸⁾ WILSON. *Phys. Rev.*, **53** (1938), 337.

En particulier, on peut chercher si c'est tout le rayonnement ou une partie seulement qui est si pénétrant et préciser les caractéristiques de cette portion pénétrante. Dans le présent travail je décris les recherches que j'ai poursuivies dans ce sens au niveau du sol et dans des laboratoires souterrains.

Méthodes d'investigation utilisées pour l'étude des rayons cosmiques.

Dans tous les cas, on détecte le passage de particules chargées ; des rayons non ionisants ne sont décelés que par leurs effets secondaires (des électrons qu'ils libèrent dans les matières denses les plus proches).

Chambre d'ionisation. — C'est le premier appareil en date. On mesure, avec un électromètre ou un amplificateur, le courant d'ionisation entre une électrode et les parois de la chambre. Pour les rayons cosmiques, on choisit des parois peu épaisses pour qu'elles n'absorbent pas sensiblement le rayonnement ou une forte pression (50 atmosphères) et un grand volume (10 à 20 litres) pour augmenter la précision. La chambre d'ionisation a l'inconvénient de donner seulement une mesure de l'intensité du rayonnement global sans renseigner sur la nature et le nombre de ses composantes.

Chambre de Wilson. — La brusque détente d'un gaz saturé de vapeur d'eau donne naissance à un brouillard léger. Les gouttes d'eau se forment d'abord autour des ions, le trajet d'un rayon ionisant est matérialisé par un chapelet de gouttelettes formant une trace blanche. La chambre de Wilson donne depuis longtemps des résultats admirables pour les rayonnements qu'on peut produire au laboratoire. Pour les rayons cosmiques, elle a amené un changement radical lorsque Skobelzyn ⁽¹⁹⁾ a pu affirmer que des rayons corpusculaires observés à la chambre de Wilson étaient des rayons

(¹⁹) *Z. S. f. Phys.*, 54 (1929), 686.

cosmiques. C'est aussi à la chambre de Wilson qu'Auger et Skobelzyn ⁽²⁰⁾ ont découvert des groupes de rayons cosmiques ensuite appelés « gerbes ».

Mais les rayons cosmiques sont relativement peu nombreux et l'on est toujours gêné par la radioactivité parasite; Blackett ⁽²¹⁾ eut la belle idée de commander la détente par

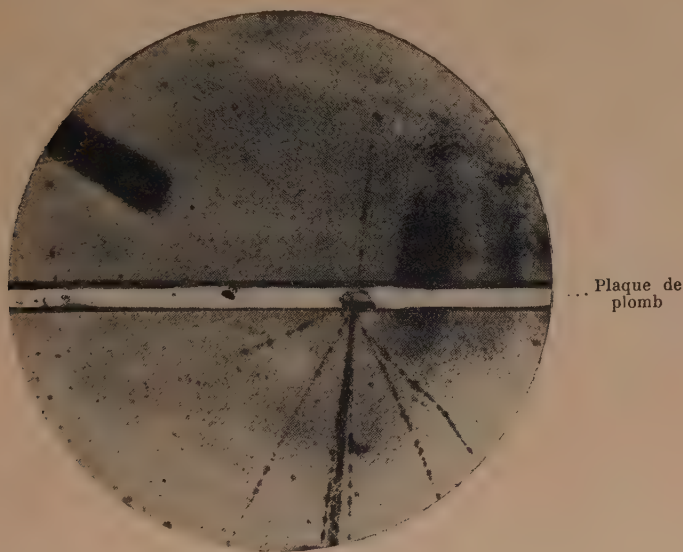


Fig. 1.

des compteurs en coïncidence (voir p. 15). Le système de compteurs n'est sensible qu'aux rayons cosmiques, et c'est seulement lors du passage d'un rayon cosmique que se produisent la détente et la photographie. L'efficacité expérimentale est grandement accrue.

⁽²⁰⁾ *G. R.*, **189** (1929), 55.

⁽²¹⁾ BLACKETT et OCCHIALINI. *Nature*, **130** (1932), 363; *Proc. Roy. Soc.*, **139** (1933), 699.

La chambre que j'ai utilisée a été construite par Paul Ehrenfest. La plaque de plomb P permet de voir directement l'action d'une substance dense : absorption, création de rayons secondaires, etc. Un immense avantage de la chambre de Wilson est qu'on photographie les rayons, on peut compter leur nombre et mesurer exactement leurs directions ; mais l'ensemble ne se transporte pas rapidement, c'est tout de même une méthode assez lente et délicate.

Les compteurs de Geiger sont très commodes à employer, et en changeant leurs positions relatives, on obtient quelques renseignements sur le nombre et l'orientation des rayons.

Compteur de Geiger. — *Principe de la construction et du fonctionnement.* — Le compteur de Geiger Muller⁽²²⁾ est un condensateur cylindrique dont l'électrode intérieure est un fil fin. Un potentiel de 800 à 2 000 volts est maintenu entre les électrodes, le fil est positif par rapport au cylindre. Le condensateur est rempli d'un gaz sous pression réduite.

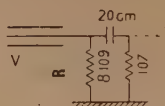


Fig. 2.

Lorsqu'une particule rapide traverse le gaz du compteur, elle ionise de nombreux atomes sur son passage et libère des électrons ; ces électrons sont accélérés par le champ existant entre le fil et l'enveloppe et acquièrent une vitesse suffisante pour ioniser par choc de nouveaux atomes et libérer de nouveaux électrons ; il y a création d'une véritable avalanche d'électrons qui créerait rapidement une décharge continue, sans la présence d'un dispositif électrique qui la limite. Ce dispositif est couramment formé par une grande

(22) GEIGER et MULLER. *Phys. Zeit.*, **29** (1928), 839.

résistance en série avec le compteur (fig. 2) : la décharge s'arrête lorsque le condensateur formé par les électrodes du compteur et les connexions est déchargé et que la chute de tension dans la résistance, au passage du courant, devient importante ($V-V_0$; fig. 3).

Ainsi le passage de la particule déclenche un choc, en amplifiant le choc par une lampe, on peut l'entendre au téléphone.

Décharge. Temps de latence. — L'avalanche d'ions créée par le passage d'une particule cosmique ou radioactive charge la capacité C, donne un courant dans la résistance R (8.10^9 , fig. 2) et la chute de potentiel qui en résulte est telle que la création d'ions ne peut plus continuer et que la décharge s'arrête.

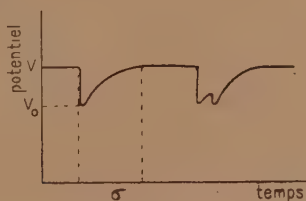


Fig. 3.

L'impulsion due à ces différents phénomènes peut être observée à l'oscillographe et les figures sont schématisées par la figure 3.

Le temps de latence σ du compteur, temps pendant lequel le compteur n'est pas au potentiel V dépend du temps d'établissement de la décharge. Ce temps toujours très faible dépend du gaz, de la pression et de la géométrie du compteur.

Le temps d'extinction de la décharge est plus long et plus variable ; il dépend essentiellement de la liaison du compteur à l'amplificateur.

Liaison par résistance. — Elle fonctionne bien, pour les compteurs à gaz rare ou hydrogène si R est très élevé,

compris entre 10^9 et 10^{10} ohms, mais comme σ est du même ordre que CR, les temps σ deviennent trop grands pour les plus grandes valeurs de R.

Par contre, en diminuant R, on diminue la longueur du palier (voir p. 12), il faut s'arrêter à une valeur moyenne. C est déterminé par le compteur et les connexions, et varie dans de faibles limites. La charge varie suivant :

$$q = q_0 e^{-t/CR}$$

Pour les compteurs à vapeur organique, des résistances de l'ordre de 10^4 ohms suffisent et ces compteurs sont très commodes à ce point de vue ; mais ils ne sont pas stables dans le temps et sont sensibles aux variations de température. Aussi, ne les ai-je pas employés.

Pour les premiers essais, j'ai utilisé des *résistances* que j'avais fabriquées avec un mélange xylol-alcool méthylique. D'autres résistances construites au laboratoire sont des bâtonnets de verre graphités. Enfin, j'ai employé des résistances plus stables qu'on peut se procurer aux Etats-Unis (White).

Liaison par cellule photoélectrique à vide. — Ce système a d'abord été employé par Cosyns⁽²³⁾. La cellule Philips Ciné-

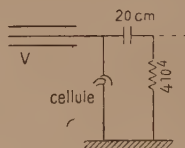


Fig. 4.

sonor est éclairée par une petite ampoule chauffée sur un accumulateur (fig. 4). Après avoir reçu une charge q , le fil

(23) Thèse, Bruxelles (1936). *Bull. Tech. Ass. Ing.*

revient à l'état initial suivant la loi $q = q_0 - it$; si i est le courant dans la cellule, il se décharge à courant constant.

Liaison Neher et Harper (liaison par lampe) ⁽²⁴⁾ (fig. 5). — Le cylindre du compteur est relié à la grille et le fil à la plaque. Le potentiel V_1 est le potentiel nécessaire au fonctionnement du compteur. Le potentiel négatif appliqué à la grille est tel que le courant dans la lampe soit très faible.

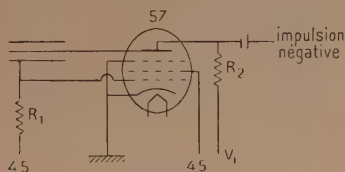


Fig. 5.

S'il y a une particule dans le compteur, les charges positives du cylindre rendent la grille moins négative, un courant passe dans la lampe et donne une chute de potentiel dans R_2 . Si la chute de potentiel est suffisante la décharge est arrêtée.

Des améliorations ont été ultérieurement apportées à la liaison par lampe, et permet d'obtenir des temps de latence 100 fois plus courts : $3 \cdot 10^{-6}$ sec. ^(25, 26).

Caractéristiques électriques des compteurs. — J'ai signalé que le passage de rayons ionisants dans un compteur déterminait des chocs qu'on peut entendre, au téléphone par exemple. J'ai tracé la courbe 6 du nombre de chocs en fonction de la différence de potentiel établie entre le fil et le cylindre.

Le *seuil* est le potentiel minimum pour lequel on commence à entendre les chocs. Pour mes compteurs le seuil peut, selon la pression gazeuse, se trouver entre 800 et

⁽²⁴⁾ *Phys. Rev.*, **49** (1936), 940.

⁽²⁵⁾ NEHER et PICKERING. *Phys. Rev.*, **53** (1938), 316.

⁽²⁶⁾ MAZE. *J. Phys.*, **9** (1938), 162.

par une pentode (fig. 7) suivant différents montages. Avec le montage simple, on n'enregistre pas de variation de la haute tension supérieure à 2 volts. Avec le montage à pentode ^(27, 28) une variation de 10 0/0 sur le secteur ne donne qu'une fluctuation de 0,1 volt sur 1 000 volts à la sortie, et les fluctuations rapides sont compensées aussi.

Construction des compteurs. — Coque. — J'ai utilisé des cylindres de duralumin. Le tube a 16 mm. de diamètre intérieur, 1 mm. d'épaisseur et 440 mm. de long (fig. 8).

Bouchon. — C'est un cylindre d'ébonite ou d'ambroïne.

• Une pièce de laiton s'encastre en son milieu et guide le fil.

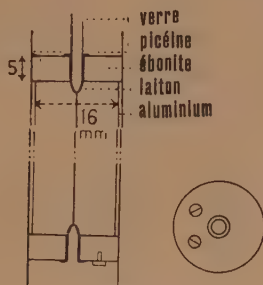


Fig. 8.

Fil. — J'ai employé du fil de tungstène, généralement 1/10 mm. de diamètre.

Il est fixé et tendu par les vis placées sur le bouchon. La tension est réglée au son que rend le fil quand on le fait vibrer.

Joints. — Les bouchons et un tube de cristal de 2 mm. de diamètre sont scellés à la picéine.

Vide. — Le tube de verre, par l'intermédiaire d'un caoutchouc à vide permet de relier le compteur à l'installation de pompage, séchage et remplissage.

⁽²⁷⁾ EVANS. *R. S. I.*, 5 (1934), 371.

⁽²⁸⁾ ASHWORTH MOUZON. *R. S. I.*, 6 (1937), 127.

Une série de compteurs ainsi préparés reste deux jours sous le vide de quelques dixièmes de millimètres de mercure, vide séché par P_2O_5 . Le mélange dont on veut les remplir est également préparé et séché à l'avance. J'utilise un gaz contenant 75 o/o d'argon commercial et 25 o/o d'air sous 12 cm. de mercure (environ).

Essai. — A ce moment, les compteurs, restant sur le banc de pompage, sont mis sous tension et on écoute les chocs au téléphone : s'ils sont nets et brefs, si leur nombre augmente beaucoup lorsqu'on approche une source radioactive, on peut fermer les compteurs. Cet essai en cours de fabrication est très commode et permet de régler la composition ou la pression du mélange gazeux pour que les compteurs d'une même série aient bien le même fonctionnement.

Pour la plupart de ces compteurs, les caractéristiques n'ont pas varié pendant plusieurs années.

Compteurs Philips. Méthode Cosyns. — Ces compteurs de cuivre scellé au verre et fil de tungstène sont construits avec un très grand soin : chauffage prolongé sous le vide, polissage du fil par décharges électriques, centrage du fil, remplissage avec des gaz très purs. Leur palier s'étend de 800 à 2 000 volts, ou même au delà. Et tous les compteurs placés dans les mêmes conditions donnent des nombres de chocs tout à fait voisins.

Grouperement de compteurs. — Le nombre de décharges propre du compteur, c'est-à-dire le nombre de décharges en l'absence de source radioactive apportée intentionnellement, est compris entre 100 et 200 par minute pour le modèle décrit, dans le laboratoire où sont faits les essais préliminaires. J'ai gardé les compteurs qui donnent 150 à 175 chocs par minute dans les conditions indiquées plus haut.

Mais le nombre de chocs d'un compteur donné varie avec le laboratoire où l'on travaille (de 50 à 220). Ces variations

sont dues surtout à la radioactivité résiduelle, et la radioactivité varie plus d'une salle à l'autre que le rayonnement cosmique pour un compteur isolé.

Aussi ai-je toujours fait les mesures avec trois ou quatre compteurs montés en *coïncidence*.

Pour le montage en coïncidence, les compteurs sont reliés à l'amplificateur de telle sorte qu'un choc ne soit entendu ou enregistré que lorsque tous les compteurs sont déclenchés simultanément. J'exposerai plus loin le principe des connexions électriques. Notons seulement qu'un même amplificateur peut donner les coïncidences entre deux, trois, ou un plus grand nombre de compteurs. En première approximation, c'est seulement le passage d'un rayon dans tous les compteurs qui détermine une coïncidence.

Les compteurs sont en aluminium mince, l'absorption par une paroi est insuffisante pour arrêter tous les rayons radioactifs α et β , mais s'il faut traverser plusieurs parois (c'est-à-dire plusieurs millimètres d'aluminium), ces rayons cessent d'intervenir.

Les rayons γ n'agissent que par les β qu'ils créent. Pour quatre compteurs en ligne (fig. 9), il faut que l'électron traverse 6 ou 7 mm. d'aluminium, ce qui correspond à une énergie de 10^6 eV. Les rayons γ radioactifs ne gênent pas non plus les mesures. Et les rayons cosmiques ne sont pas sensiblement absorbés.

La seule cause d'erreur qui reste est due aux *coïncidences fortuites*.

Comme le nombre de chocs dus à la radioactivité du compteur et de la salle est assez élevé (de l'ordre de 200 par minute), il arrive que deux décharges aient lieu par hasard simultanément dans deux compteurs : on enregistre alors une coïncidence double accidentelle A_{12} . De même on peut enregistrer des coïncidences fortuites entre trois compteurs A_{123} (j'indiquerai plus loin comment le nombre de fortuits dépend du temps de latence du compteur et du pouvoir de résolution de l'amplificateur).

Pour déterminer expérimentalement le nombre de coïncidences fortuites, on met les compteurs à plusieurs mètres les uns des autres, de manière à ce que l'angle solide commun soit négligeable ; ou bien, pour les appareils à grand pouvoir de résolution, on mesure les constantes électriques de l'ensemble compteur-amplificateur et on en déduit le nombre de coïncidences fortuites. En général, je donnerai son ordre de grandeur pour chaque série d'expériences.

Dans le cas le plus défavorable : soit 200 chocs par minute dans chaque compteur, il y a 16 coïncidences triples fortuites en 100 minutes.

Examinons encore quelques caractéristiques de l'*efficacité* des compteurs.

Longueur. — La longueur intérieure du cylindre est 424 mm. Les pièces de laiton limitent le fil à 420 mm., servent d'anneau de garde et évitent les perturbations du champ électrique au voisinage des extrémités. On peut déterminer la longueur *efficace* du compteur.

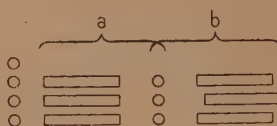


Fig. 9.

On enregistre le nombre de coïncidences donné par trois compteurs en télescope (fig. 9a) et l'on mesure la variation de ce nombre lorsqu'on déplace le compteur central, d'une longueur connue, parallèlement à lui-même dans le sens de la longueur (fig. 9b) ⁽²⁹⁾. On constate qu'en déplaçant le compteur de 10 mm., le nombre de coïncidences ne change pas. La longueur efficace est 400 mm.

Diamètre. — En déplaçant de même le compteur central

⁽²⁹⁾ STREET et WOODWARD. *Phys. Rev.*, 46 (1934), 1029.

dans le sens de la largeur, on observe que tout le diamètre intérieur est efficace.

On en déduit la *surface* vraie du compteur : 20 cm².

Capacité. — C'est environ 5 unités e.s.

Rendement du compteur. — C'est le rapport du nombre de chocs enregistrés au nombre de chocs qu'on aurait dû compter :

En effet, si un rayon arrive dans le compteur avant que le fil ne soit revenu au potentiel V par rapport au cylindre (cf. p. 7, fig. 3), il ne peut pas produire de nouvelle décharge et il est « manqué ».

Comme la décharge dure un temps σ , seuls seront comptés les rayons séparés par un temps supérieur à σ . Si n est le nombre moyen de rayons qui passe dans le compteur, la probabilité E_σ pour que deux rayons se suivent après un temps plus grand que σ est égal à la probabilité pour qu'il n'y ait pas de rayon pendant ce temps σ ; c'est-à-dire suivant la loi de Poisson :

$$P(0) = e^{-n\sigma} = E_\sigma.$$

D'autre part, il faut tenir compte du fait que certains rayons peuvent passer dans le compteur sans produire une paire d'ions, c'est-à-dire sans déclencher de choc. Suivant la loi de Poisson, la probabilité E_p pour qu'un rayon qui passe sur une longueur L dans un gaz d'ionisation spécifique N, à la pression p , produise au moins un ion est ^(30, 23) :

$$E_p = 1 - e^{-NLp}.$$

(N = 6 ions/cm. sous 1 atmosphère pour l'hydrogène ;
50 ions/cm. sous 1 atmosphère pour l'argon).

Finalement le rendement d'un compteur est :

$$E = E_\sigma \cdot E_p.$$

(30) DANFORTH et RAMSEY. *Phys. Rev.*, 49 (1936), 854.

Mais cette expression ne donne pas une évaluation numérique commode.

Détermination expérimentale du rendement du compteur.

— On compte les coïncidences doubles entre les compteurs 1 et 3 : C_{13} , puis les coïncidences triples entre 1, 2 et 3 : C_{123} dans les compteurs fig. 9 a.

J'ai signalé qu'on peut déterminer (p. 15) les coïncidences fortuites pour deux compteurs A_{12} et pour trois compteurs A_{123} .

Le nombre vrai de coïncidences triple est $C_{123} - A_{123}$.

Le nombre vrai de coïncidences double est $C_{12} - A_{12}$.

Dans le dispositif employé, toutes les coïncidences vraies doivent être dues à des rayons cosmiques qui traversent les trois compteurs, nombre qui dépend seulement de la position des compteurs 1 et 3. On devrait enregistrer autant de coïncidences triples que de doubles ; le rendement est donc mesuré par :

$$E = (C_{123} - A_{123}) / (C_{12} - A_{12}).$$

Pour mes compteurs, le rendement est environ 85 o/o, tandis que les meilleurs compteurs récents ont des rendements qui atteignent 98 o/o (s'ils sont liés à l'amplificateur par un système à lampes).

Amplificateur. — Il faut amplifier le choc de chaque compteur et enregistrer les chocs qui se produisent simultanément dans tous les compteurs. Ce problème est maintenant très bien résolu. Rossi⁽³¹⁾ en a donné la première solution simple ; mais de multiples perfectionnements ont été apportés depuis. L'amplificateur qui m'a servi a pour seule particularité d'avoir été l'un des premiers entièrement alimenté par le secteur alternatif. Il est comparable à ceux de Street et John-

(³¹) *Nature*, 125 (1930), 636.

son ⁽³²⁾, et j'ai aussi tenu compte des améliorations indiquées par Dunning ⁽³³⁾.

La décharge dans le compteur envoie un choc négatif sur la grille de la lampe A, le courant i qui passait cesse brus-

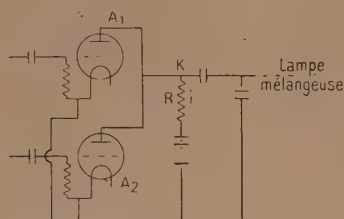


Fig. 10.

quement. Les plaques de toutes les lampes A sont reliées comme le montre la figure 10 et la résistance R est choisie pour que le plus petit choc résultant de la décharge de tous les compteurs soit plus grand que le plus grand choc se produisant dans tous les compteurs sauf un.

Les polarisations des premières lampes A sont réglées de manière à ce que le point M représentant le fonctionnement de la lampe sur la partie rectiligne de la caractéristique (fig. 11) corresponde à une différence de potentiel $m_0 m$ (m_0 , point d'ouverture) inférieure à la grandeur de l'impulsion donnée par le compteur correspondant. L'effet de l'impulsion est de couper le courant dans la lampe pendant un temps θ , de la « fermer ».

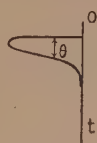
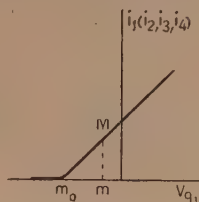


Fig. 11.

⁽³²⁾ J. Frank. *Instit.*, 215 (1933), 239

⁽³³⁾ R. S. I. (1934), 388.

Le potentiel du point K, dont les variations agissent sur la grille de la sélectrice est donné par

$$V_A = V - RI \quad (1)$$

I étant la somme des courants i_1, i_2, i_3, i_4 des lampes A_1, A_2, A_3, A_4 .

Supposons qu'il y ait une coïncidence dans trois sur quatre des lampes A, ce qui est le cas le plus défavorable, V_A prend alors la valeur :

$$V'_A = V - Ri'_4 \quad (2)$$

Mais les valeurs V_A (1) et V'_A (2) restent voisines si on prend pour R une valeur assez grande par rapport à la résistance interne de la lampe ouverte, on a par exemple :

$$V_A = 30 \text{ volts} \quad V'_A = 20 \text{ volts} \quad \Delta V'_A = 10 \text{ volts}$$

Quand toutes les lampes sont fermées, au contraire, le potentiel passe à :

$$V''_A = V$$

et on a une variation très grande :

$$\Delta V'_A = 220 \text{ volts}$$

si V a la valeur normale 250 volts pour des coïncidences quadruples. On aura donc un fonctionnement très sûr, le ΔV utile étant 20 fois plus grand que le ΔV dû à des coïncidences triples. En polarisant à — 100 volts, par exemple, la sélectrice, on sera sûr que seules les coïncidences dans quatre compteurs seront capables d'amener la grille de cette lampe à un potentiel suffisant pour qu'il y passe un courant plaque, pour l'« ouvrir ».

La sécurité d'un tel fonctionnement vient de la grandeur des impulsions données par les compteurs (une dizaine de volts); devant une si grande différence de potentiel, la portion courbe des caractéristiques se comporte comme une

le sens de l'impulsion, l'impulsion donnée par la lampe serait négative et il faut qu'elle soit positive pour ouvrir le thyatron. Le thyatron utilisé est du type T 100 Mazda à atmosphère d'argon. Le courant d'une dizaine de milliampères excite l'électroaimant du totalisateur. On arrête la décharge dans le thyatron par une rupture mécanique du contact, rupture placée sur le totalisateur lui même. La tension plaque du thyatron est alimentée par un circuit indépendant pour que le fonctionnement de ce tube n'entraîne pas de perturbations dans le circuit sélecteur. Les caractéristiques de mon amplificateur sont données figure 12.

La forme des chocs à chaque étage avait d'abord été prévue et calculée par Ortner et Stetter ⁽³⁴⁾, on peut les observer à l'oscillographe, elles satisfont aux relations données par ces auteurs.

Le *pouvoir de résolution*, dépend de la durée de ces chocs et par conséquent des constantes électriques de l'appareil. On peut obtenir facilement que la durée de réponse de chaque étage à lampes soit plus courte que le temps de latence qui résulte de la liaison entre le compteur et la première lampe. Le fonctionnement du thyatron et celui de relai mécanique sont assez rapides pour enregistrer les coïncidences. Alors, τ ne dépend que de la liaison entre le compteur et la première lampe.

Le pouvoir de résolution est lié au nombre de coïncidences fortuites et au nombre de coïncidences dans chaque compteur par la formule donnée par Bothe ⁽³⁵⁾, pour deux compteurs.

$$\tau = \frac{\text{nombre de coïncidences fortuites}}{2n_1n_2}$$

n_1 et n_2 étant le nombre de chocs dans chacun des deux compteurs pendant l'unité de temps; souvent $n_1 = n_2$.

⁽³⁴⁾ *Phys. Zeit.*, **28** (1927). 70; *Wien. Ber.*, **137** (1928), 667; **142** (1933), 485.

⁽³⁵⁾ *Z. f. Phys.*, **59** (1930), 1.

La formule généralisée s'écrit

$$N = \frac{n^x \tau (x-1)x}{60(x-2)}$$

N est le nombre de fortuites par heure si n nombre de chocs dans chaque compteur est donné pour une minute, et τ exprimé en seconde. x est le nombre de compteurs en coïncidence.

Pour mon sélecteur $\tau = 5.10^{-4}$.

Erreur probable. — Comme les chocs cosmiques arrivent au hasard, toute mesure de durée finie est soumise à des fluctuations statistiques qu'on peut prévoir par le calcul des probabilités.

Si $\bar{n}$ est le nombre moyen de particules en un temps t , nombre évalué à partir d'une mesure infiniment longue, on peut calculer la probabilité n pour trouver effectivement n particules dans le temps t par la loi de Poisson ^(36, 37).

$$P_n = \frac{(\bar{n})^n e^{-\bar{n}}}{n!}$$

l'erreur *moyenne* est définie par :

$$\varepsilon_m^2 = \sum_0^{\infty} (n - \bar{n})^2 P_n$$

d'où :

$$\varepsilon_m = (\bar{n})^{1/2}$$

c'est ce qui nous intéresse et que nous évaluerons pour chaque série de mesures.

⁽³⁶⁾ BATEMAN. *Phil. Mag.*, **20** (1910), 704.

⁽³⁷⁾ BOREL. *Calcul des probabilités*.

Laboratoires.

Chaque salle de travail a été caractérisée par l'écran total que les rayons cosmiques doivent traverser pour y parvenir ⁽³⁸⁾. On a jugé plus clair d'évaluer toutes les épaisseurs en « épaisseurs d'eau équivalente » d'après la seule densité moyenne des substances envisagées. On tient compte par conséquent de l'atmosphère, des parois du laboratoire, de la couche d'eau ou de sol sous laquelle le laboratoire est construit.

Chaque pièce est définie et nommée par l'épaisseur de l'écran d'eau ainsi calculé. Nous verrons que cette quantité ne suffit à caractériser les écrans qu'en première approximation et nous serons obligés ultérieurement de tenir compte de la nature de l'écran.

Plusieurs des laboratoires décrits ici ont été construits spécialement pour l'étude des rayons cosmiques : écran bien défini, uniforme, à répartition isotrope. De plus ils sont chauffés électriquement avec réglage par thermostat (à 2 degrés près), ce qui assure des pressions gazeuses constantes dans les compteurs ou la chambre de Wilson et facilite beaucoup le travail. Ils sont équipés de courant électrique, air comprimé, etc.

Salle 10. — Cette pièce est construite à l'extrémité d'une terrasse. Les parois sont en aluminium fixé à du contreplaqué (plymax), l'ensemble correspond seulement à 1 cm. d'eau. Le seul écran est donc l'atmosphère : 10,6 mètres en moyenne.

⁽³⁸⁾ AUGER. *Kernphysik.*, Berlin, 1936.

Nous verrons que les substances denses donnent des rayons secondaires, dans toutes les directions, et même en sens inverse du rayon primaire. Aussi a-t-on construit le plancher de cette salle à 50 cm. au-dessus de la terrasse : le ciment n'intervient donc guère.

Salle 10 bis. — Elle est placée au sommet d'une tour astronomique et couverte d'une coupole mince en cuivre. C'est dire que là aussi l'écran atmosphérique intervient seul.

Dans ces salles, le nombre de chocs est 200 par minute pour les compteurs décrits (voir tableau I, p. 28).

Salle 11. — Cette pièce est séparée des autres bâtiments et construite à 0,40 m. sous le sol. La nature du terrain conduit à prendre la valeur 2,4 pour la densité moyenne du sol. L'écran total est environ 11,6 m. d'eau.

Salle 12. — Nous appellerons résultats de la salle 12 ceux que l'on obtient dans la pièce précédente, après avoir placé sur une plate-forme en bois qui lui sert de toit, une épaisseur de plomb de 0,06 m. On introduit ainsi un écran supplémentaire de 0,7 m. d'eau. L'écran total est 12,3 m. d'eau.

Salle 30. — Ce laboratoire est relié par un ascenseur à l'Institut de Biologie physico-chimique, mais il est construit à 8 m. sous le sol (écran total 29,8 m. d'eau) en dehors des fondations du bâtiment pour des raisons d'isotropie.

Comme les murs et le sol sont entièrement recouverts de carrelage, cette pièce est protégée de la radioactivité du terrain et la radioactivité résiduelle y est faible. D'autre part une portion importante du rayonnement cosmique n'arrive pas jusque-là, le nombre de décharges propres d'un compteur est seulement 80 par minute.

Salle 75. — C'est une portion des anciennes carrières de Paris, des catacombes à 28 m. sous le sol qui a été aménagée (écran total équivalent à 77 m. d'eau).

Les parois et le sol ont été cimentées superficiellement mais des briques de ciment forment le plafond. Cette pièce

a servi pour tout le travail en grande profondeur. Les parois intérieures sont calorifugées par une substance thermiquement isolante analogue au carton, la tectolithe. Le laboratoire est ventilé par une prise d'air.

Malgré les travaux d'aménagement, les mesures ont été d'abord impossibles et sont restées pénibles pendant des mois. Une cause importante de difficultés venait de l'humidité. Le support des compteurs est en ébonite; j'ai choisi une ébonite de bonne qualité que j'ai paraffinée. Les fils d'arrivée pour la tension des compteurs sont du type haute tension avec 6 mm. d'épaisseur d'isolant et les fils sont supportés par des blocs de paraffine.

Ces précautions se sont montrées insuffisantes et il a fallu chauffer constamment la pièce à une température moyenne très supérieure à celle d'équilibre normal pour empêcher toute condensation; il a fallu de plus organiser une circulation d'air à l'aide d'un ventilateur, et d'un chauffage continu du puits de descente pour éliminer au fur et à mesure l'eau qui pouvait filtrer en faible quantité à travers les parois.

Ces soins empêchent toute induction d'un compteur sur l'autre et assurent un fonctionnement régulier de chaque compteur en première approximation.

Comportement anormal des compteurs salle 75. — Il restait cependant une anomalie : chaque compteur isolé donne beaucoup plus de chocs qu'en salle 30; cette augmentation peut être due à la radioactivité des murs en ciment de la salle 75 qui ne sont pas recouverts d'un écran protecteur de faïence. Mais une étude attentive montre que le nombre de chocs offre dans le temps une variation systématique qui ne peut pas être expliquée par cette simple hypothèse.

Un compteur neuf, apporté d'une autre pièce comptait 175 chocs par minute au niveau de la mer; il compte 200 à 220 dès son arrivée salle 75 mais ce rythme s'accélère en

moins d'une heure pour atteindre 700 et dépasser lentement ce nombre. Cette variation n'est pas instantanée et ne peut être attribuée qu'à un phénomène de radioactivité.

La radioactivité du sol pourrait activer l'aluminium des compteurs ; en effet, rien d'analogue ne se produit avec des compteurs de cuivre, de fer ou de verre graphité. Si on place deux compteurs identiques l'un au-dessus de l'autre, c'est seulement celui du dessus (compteur 1) qui change de rythme, tandis que celui du dessous (compteur 2) reste normal : comme il y a plus de terre au-dessous de 2 qu'au-dessus de 1, on ne peut pas attribuer au sol la radioactivité qui agit sur l'aluminium.

Au contraire, tous les faits précédents s'expliquent bien si on admet qu'un *dépôt radioactif* se forme progressivement sur les coques des compteurs portées à un potentiel négatif par rapport à la terre. Il y aurait dans l'air de la pièce un peu d'*émanation*, probablement due à l'infiltration des eaux de l'Institut du Radium qui est voisin.

Les rayons β du dépôt peuvent traverser 1 mm. d'aluminium mais pas les parois plus épaisses. Une autre preuve à l'appui de cette interprétation est qu'on peut assister à la désactivation du dépôt. Il suffit de placer au-dessus d'un compteur activé un écran de 2 cm. de large, qui empêche le dépôt de se renouveler, le nombre de décharges n'augmente plus, commence à décroître au bout de quelque temps pour revenir lentement à son état normal.

J'ai précisé en traçant les courbes d'activation et de désactivation d'un compteur, c'est bien la radio-activité du Radium B + C qu'on mesure.

Cette explication enfin m'a permis de remédier efficacement aux difficultés énoncées, en supprimant le dépôt radioactif. Il suffit d'entourer le système de compteurs d'un grillage léger, placé à 30 cm. et porté au même potentiel que les coques des compteurs. Les atomes de recul radioactifs sont arrêtés par cet écran d'une manière très suffisante et cet

écran électrique sans masse convient pour les mesures cosmiques.

En résumé, le chauffage, la ventilation et la protection contre les dépôts actifs ont rendu la salle 75 tout à fait utilisable.

TABLEAU I

Numéro	Nombre de chocs par minute	Epaisseur d'eau	Nature de l'écran
Salle 10 . .	200	10,6 m.	air
» 10 <i>bis</i> .	200	10,6 »	air
» 11 . .	175	11,6 »	air + terre
» 12 . .	150	12,3 »	air + plomb + terre
» 30 . .	80	29,8 »	air + terre
» 75 . .	220	77 »	air + terre

Rayons durs et rayons mous.

Introduction. — Dans le chapitre préliminaire, j'ai indiqué le principe d'un télescope de plusieurs compteurs (fig. 9) montés en coïncidence. On compte les rayons cosmiques qui arrivent dans une direction voisine de son axe. Ce dispositif permet d'étudier l'absorption des rayons dans une épaisseur croissante de plomb. Il suffit que deux compteurs soient écartés d'une vingtaine de centimètres ; on insère entre eux des écrans de plomb. Il est impossible de placer le plomb avant le train de compteurs, car les rayons cosmiques créent dans le plomb un grand nombre de rayons secondaires, en particulier des « gerbes » ou groupes de rayons ; ces effets secondaires donneraient des coïncidences qui ne seraient plus dues au *passage d'un rayon unique*. En exigeant le passage d'un rayon solitaire, dans des compteurs avant le plomb, on améliore la précision.

On peut alors tracer la courbe du nombre de coïncidences en fonction de l'épaisseur plomb : on constate qu'il y a d'abord une décroissance rapide correspondant à un rayonnement facilement absorbé. Puis, au delà de 10 cm. on peut augmenter l'épaisseur du plomb, sans diminuer sensiblement le nombre de chocs, la courbe présente un palier. La fraction complètement absorbée par 10 cm. de plomb forme le *rayonnement mou* ; après ce filtrage, il subsiste (au niveau de la mer) 25 o/o du rayonnement qui est peu absorbé par des dizaines de centimètres de plomb, c'est le *rayonnement dur*.

On peut faire cette expérience à diverses altitudes dans l'air, à différents niveaux sous l'eau ou le sol ; on trouve que

les proportions relatives de ces deux rayonnements ne restent pas constantes : à 3 000 m. le groupe mou M représente 50 o/o du total ; à quelques mètres sous terre, le rayonnement dur, D, reste seul. Cela conduit à penser que les deux rayonnements sont indépendants et que les rayons mous ne sont pas directement produits par les rayons durs.

Nous allons voir qu'il y a de nombreuses difficultés à élucider quand on veut préciser davantage la répartition des rayons en deux groupes, leur nature et leurs relations. J'exposerai d'abord les grands traits des théories qui peuvent servir de guide dans cette étude, et en particulier ceux de leurs résultats que mes expériences permettent de discuter.

Notions théoriques. — Selon la mécanique relativiste, les électrons ne peuvent traverser que de faibles épaisseurs de sol ou de plomb. Cependant, la théorie de Bhabha ^(39, 40) montre que ces difficultés ne sont qu'apparentes. S'il est vrai que l'électron perd rapidement toute son énergie par émission de radiation, elle n'est partagée qu'en un petit nombre de quanta d'énergie comparable à l'énergie initiale ; et sensiblement dans la même direction que l'électron. Chacun de ces quanta, après un parcours très court crée une paire d'électrons, toujours dans la direction initiale. Après choc contre des noyaux, ces électrons et positrons émettent des photons qui prennent à nouveau la presque totalité de leur énergie. Ce processus peut se répéter et ces *cascades* permettent de comprendre qu'un électron peut traverser une plaque de plomb de plusieurs centimètres et être accompagné, à la sortie, d'un grand nombre d'électrons de grande énergie.

Il faudra tenir compte de ces cascades pour les électrons cosmiques.

Pour les électrons d'énergie inférieure à une certaine limite E_j , les pertes d'énergie par ionisation et par effet Compton

⁽³⁹⁾ CARLSON et OPPENHEIMER. *Phys. Rev.*, **51** (1937), 220.

⁽⁴⁰⁾ BHABHA et HEITLER. *Proc. Roy. Soc.*, A **159** (1937), 432.

deviennent si importantes que les électrons sont freinés très rapidement. Il est inutile de tenir compte des électrons d'énergie inférieure à E_j pour l'étude des particules cosmiques. Voici quelques valeurs de E_j pour différentes matières :

$$E_j \left\{ \begin{array}{ll} 10^7 \text{ eV.} & \text{Pb} \\ 10^8 \text{ eV.} & \text{sol} \\ 1,5 \cdot 10^8 \text{ eV.} & \text{air} \end{array} \right.$$

Il semble qu'on peut admettre la nature électronique du rayonnement mou M, mais il faut chercher à découvrir la nature du rayonnement D. Sa présence sous de grandes épaisseurs de matière prouve qu'il n'est pas formé d'électrons (car le processus de cascades ne s'étend pas au delà de quelques centimètres du plomb). P. Auger ⁽⁴¹⁾ a supposé, dès 1935, qu'il est constitué par des protons qui traverseraient bien les épaisseurs envisagées, puisque leur absorption est massique et que les processus de perte d'énergie catastrophique sont rares. Après cette hypothèse d'électrons M et de protons D, divers auteurs ont essayé de détecter ces particules sur les photographies de chambres de Wilson, mais tous les rayons ont le même aspect bien que des protons d'énergie $< 7 \cdot 10^8$ eV dussent ioniser beaucoup plus que des électrons. On constate seulement qu'il y a beaucoup de particules pénétrantes négatives; et en haute altitude quelques traces, trop peu nombreuses, peuvent être attribuées à des protons.

Bientôt ces difficultés ont été levées, on a pu attribuer les rayons D à des particules nouvelles : les *mésons*, qui ont la charge de l'électron et une masse intermédiaire entre celle du proton et de l'électron. Yukawa ⁽⁴²⁾ avait prévu théoriquement l'existence d'une telle particule, Anderson ⁽⁴³⁾ a pu photographier sa trajectoire à la chambre de Wilson. Les

⁽⁴¹⁾ *J. de physique*, 6 (1935), 226 ; *C. R.*, 200 (1935), 447.

⁽⁴²⁾ *Proc. phys. math. Japan*, 17 (1935), 48.

⁽⁴³⁾ ANDERSON et NEDDERMEYER. *Phys. Rev.*, 54 (1938), 88.

calculs et les photographies ont permis de trouver les caractéristiques de sa charge qui est celle de l'électron et de sa masse qui est environ $200 m_0$ (inférieure à $400 m_0$). Des théoriciens ^(44, 45) ont alors examiné les différents chocs auxquels peut être soumis le méson (résumé dans le tableau suivant). Cette particule Y peut donner son énergie à des photons, à des électrons.

TABLEAU II

1° Ionisation ;

2° Désintégration spontanée : $Y^- \rightarrow e^- + \text{neutrino}$;

3° Chocs du méson contre des noyaux :

a) $Y^- + P \rightarrow N$ $Y^+ + N \rightarrow P$ (méson absorbé) ;

b) $Y^- + P \rightarrow P + Y^-$ (dispersion anormale ; cf. effet Compton) ;

c) $Y^- + P \rightarrow N + h\nu$ (photon donne cascades) ;

d) $Y^- + e \rightarrow Y^- + e$ (électron prend vitesse, donne cascades).

Les mésons sont créés peut-être par $N + h\nu \rightarrow P + Y^-$.

Je vais examiner dans quelle mesure mes résultats confirment ces théories.

Méthode expérimentale pour l'étude des rayons durs et mous.

— En principe, il suffit de placer un écran de 10 cm. de plomb entre deux compteurs. Sans écran de plomb, on mesure le rayonnement total qui arrive dans la direction déterminée par les compteurs : M + D. Avec l'écran, on mesure le rayonnement pénétrant : D. La différence des deux mesures donne, dans cette hypothèse, M.

En fait, pour diminuer le nombre des fortuits (voir p. 15 et 22) et déterminer la direction avec plus de précision, j'ai utilisé trois ou quatre compteurs. Pour le dispositif que j'ai employé le plus fréquemment (fig. 13), un rayon ne passe

⁽⁴⁴⁾ EULER et HEISENBERG. *Erg. d. exakten Naturwiss.*, **17** (1938), 1-70.

⁽⁴⁵⁾ HEITLER. *Proc. Roy. Soc.*, **166** (1938), 528.

dans les quatre compteurs que s'il fait avec le plan des compteurs un angle inférieur à $4^{\circ}30'$.

Résultats Salle 10. — Les tableaux donnent le nombre de coïncidences N enregistré pendant le temps t exprimé en minutes. Les moyennes $100 N/t$ sont relatives au nombre de coïncidences en 100 minutes. L'erreur probable est calculée suivant la formule indiquée p. 23. Il y a 0,3 coïncidence fortuite en 100 minutes.

TABLEAU III. — *Salle 10.*

Rayonnement	t minutes	N coïncidences	$100 N/t$
M + D . . .	5 485	7 969	$145 \pm 1,6$
D	3 110	3 766	$121 \pm 1,9$
M			24
M/D			20 0/0

Remarquons que la proportion de rayonnement mou au niveau de la mer a été mesurée par d'autres auteurs et qu'on peut la considérer comme bien connue. Cette mesure peut donc servir de base de comparaison pour les cas originaux que je vais envisager maintenant.

TABLEAU IV. — *Salle 11 (sol).*

Rayonnement	t	N	$100 N/t$
M + D . . .	1 075	1 643	153 ± 4
D	1 590	2 021	129 ± 3
M			24
M/D			19 0/0

long. eff. 400 mm
diam. eff. 16 mm

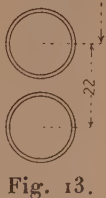
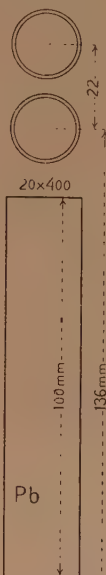


Fig. 13.

(les dimensions du dispositif utilisé salles 11 et 12 sont un peu différentes, voir fig. 14).

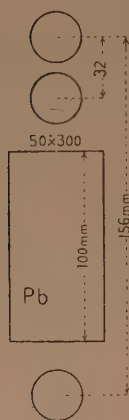


Fig. 14.

TABLEAU V. — Salle 12 (sol + Pb).

Rayonnement	t	N	100 N/t
M + D	1 315	1 804	137 $\pm$ 3
D	1 420	2 052	144 $\pm$ 3
M			0
M/D			0

La courbe d'absorption montre que les rayons mous sont absorbés par 6 cm. de plomb ; l'écran de 6 cm., placé au-dessus du sol, loin des compteurs, donne un résultat analogue. Par l'adjonction de cet écran, la proportion M/D tombe de 19 0/0 à 0.

Salle 30. — Nous voyons ici un premier phénomène nouveau : la réapparition des rayons mous.

TABLEAU VI. — Salle 30.

Rayonnement	t	N	100 N/t
M + D	4 035	1 072	26,6 $\pm$ 0,8
D	3 630	882	24,3 $\pm$ 0,8
M			2,3
M/D			9 0/0

Cette proportion de rayons mous est en bon accord avec d'autres mesures indépendantes^(46, 47).

⁽⁴⁶⁾ AUGER et BERTEIN. *J. de physique*, 6 (1935), 253.

⁽⁴⁷⁾ WILSON. *Phys. Rev.*, 55 (1939), 6.

En salle 30, j'ai aussi utilisé le dispositif 15. L'écran de plomb de 50 mm. d'épaisseur doit être suffisant pour arrêter les rayons mous et l'on doit trouver des conditions analogues à celles de la salle 12. Les dimensions de l'écran sont telles que les rayons qui arrivent dans le système de compteurs aient dû traverser cette plaque supplémentaire. Il est assez éloigné pour que les effets secondaires produits dans cette masse de plomb ne soient pas comptés (voir décohérence p. 47). Les nombres sont inscrits dans le

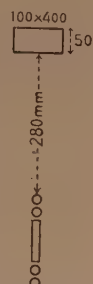


Fig. 15.

TABLEAU VII. — Salle 30,5.

Rayonnement	t	N	100 N/t
M + D	1 615	337	21 $\pm$ 1,1
D	3 155	702	22,3 $\pm$ 0,8
M			0
M/D			0

Discussion. — La lecture des tableaux IV à VI, en particulier, montre clairement que la *nature de l'écran* intervient d'une manière *fondamentale*.

La décroissance du nombre de rayons mous entre la haute altitude et le niveau de la mer permet d'affirmer qu'il n'y a plus de rayons M primaires salle 12 (après 6 cm. de plomb) ni salle 30 après 8 m. de sol. Les mesures vérifient bien ce résultat salle 12, mais l'infirmement salle 30. Le rayonnement mou décelé sous le sol est certainement secondaire, je vais essayer d'expliquer sa production par les théories citées plus haut.

On peut admettre que les mésons donnent dans l'air des électrons de décomposition ; dans le plomb, il s'en produit quelques-uns mais ils sont rapidement arrêtés et n'en sortent

pas; dans le sol, les électrons de décomposition sont créés en quantité négligeable mais il s'en produit par des processus nucléaires. Les électrons secondaires ainsi obtenus peuvent probablement donner des cascades. La loi de désintégration des mésons, la formation des cascades avec les limites d'énergie critique (p. 31) doivent expliquer les résultats mesurés.

Salle 11, les rayons mous venant de l'air ont été peu arrêtés par le sol léger, et peu de rayons mous secondaires ont été créés dans le sol; d'où M/D voisin de la proportion trouvée au niveau du sol.

Les électrons (primaires ou secondaires) qui viennent de l'air ont une énergie supérieure à $1,5 \cdot 10^8$ eV; s'ils arrivent alors dans le plomb, ils donnent des successions de gerbes et de paires, il faut que leur énergie soit inférieure à 10^7 eV pour qu'ils ne soient pas soumis à ce processus. Par conséquent les électrons d'énergie comprise entre 10^7 et $1,5 \cdot 10^8$ eV arrivent salle 11, ils donnent des cascades dans le plomb qui recouvre la salle 12 et ne sont plus comptés dans le système de compteurs vertical salle 12. Ce sont aussi les rayons d'énergie comprise dans ces mêmes limites qui sont arrêtés par le plomb placé entre les compteurs: les rayons qui étaient comptés comme mous salle 11, n'atteignent pas la salle 12: $M/D = 0$.

Tandis qu'en salle 30, seuls les électrons d'énergie comprise entre $1,5 \cdot 10^8$ et 10^8 et les électrons secondaires produits dans le sol comptent comme rayons mous s'ils ont une énergie supérieure à 10^7 eV. La diminution du nombre de rayons M et D est due ici à l'épaisseur de l'écran de sol, beaucoup plus qu'à sa nature. Il semble qu'on mesure le rayonnement mou en équilibre avec le rayonnement dur à ce niveau.

Salle 75. — S'il est vrai que le rayonnement mou mesuré salle 30 est en équilibre avec le rayonnement dur, on devrait trouver salle 75 des résultats assez voisins puisque le rayonnement D, qui atteint des profondeurs énormes, ne doit pas changer beaucoup en traversant 20 m. de sol.

Cependant, il n'en est rien et les mesures sont difficiles. C'est dans ce laboratoire profond que j'ai fait le plus grand nombre d'expériences car il est exceptionnel et presque tous les renseignements qu'on y obtient sont nouveaux.

En particulier j'ai mesuré la *répartition angulaire*, des rayonnements M + D et M. Il suffit de faire tourner le plan des compteurs autour d'un axe horizontal jusqu'à ce qu'il fasse un angle θ avec la verticale (de 0 pour les rayons verticaux à 90° pour les rayons horizontaux).

J'ai tout naturellement utilisé le dispositif 13 déjà employé (écran de plomb de 100 mm.).

TABLEAU VIII. — *Salle 75* (dispositif 13).

Rayonnement	t	N	100 N/t
0° { M + D. D M M/D	6 700	649	9,7 $\pm$ 0,4
	5 935	559	9,4 $\pm$ 0,4
			0,3
			3 0/0
60° { M + D. D	2 870	78	2,7 $\pm$ 0,3
	1 390	36	2,6 $\pm$ 0,4
90° { M + D. D	1 125	5	0,4 $\pm$ 0,2
	1 360	7	0,5 $\pm$ 0,2

Ces mesures ne sont pas assez précises pour renseigner sur les proportions M/D. Pour avoir un plus grand nombre de coïncidences dans le même temps, et par conséquent une erreur probable moins importante, j'ai utilisé un dispositif analogue mais plus ramassé (fig. 16). Des mesures préliminaires montrent que les rayons mous sont absorbés par quelques millimètres de plomb ; aussi l'écran de 45 mm. du montage 16 est-il bien suffisant.

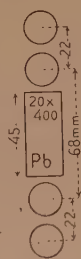


Fig. 16.

TABLEAU IX. — Salle 75 (dispositif 16).

Rayonnement	<i>t</i>	N	100 N/ <i>t</i>
0° { M + D D M M/D	5 390	1 055	19,7 ± 0,6
	4 675	963	20,3 ± 0,7
			0
			0
30° { M + D D M M/D	3 445	554	16,1 ± 0,7
	4 670	673	14,4 ± 0,6
			1,7
			12 0/0
60° { M + D D M M/D	4 200	267	6,4 ± 0,4
	5 300	246	4,6 ± 0,3
			1,8
			39 0/0
90° { M + D D	4 400	39	0,9 ± 0,1
	5 270	61	1,2 ± 0,1

On constate qu'à la verticale, les rayons mous ne sont même plus décelés : il faut supposer que des rayons secondaires produits dans le plomb gênent l'observation et qu'il y a compensation entre les rayons D absorbés par l'écran et les rayons M créés dans cet écran.



Fig. 17.

J'ai voulu alors mesurer l'effet parasite dû à l'écran de plomb dans la direction verticale en plaçant deux écrans identiques, en dehors de l'alignement des compteurs (fig. 17), on trouve :

	t	N	100 N/t
0°	2 610	587	22,4 $\pm$ 0,9

Ici, l'écran n'absorbe rien, mais il donne des rayons secondaires, si bien qu'une particule qui ne serait pas passée dans les quatre compteurs déclanche une coïncidence par les

rayons multiples créés dans le plomb ; d'où l'augmentation très nette du nombre de coïncidences. Un effet analogue se produit certainement lorsqu'on essaie de mesurer D.

J'ai aussi essayé de mesurer cet effet dans la direction



Fig. 18.

horizontale (fig. 18), mais on trouve le même nombre de coïncidences quelle que soit la position de l'écran au voisinage des compteurs : on ne sait pas ce qui est dû aux rayons cosmiques horizontaux ni ce qu'on doit attribuer aux rayons des gerbes.

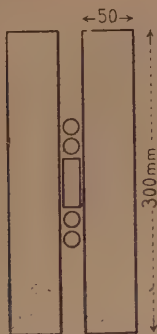


Fig. 19.

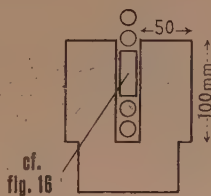


Fig. 20.

Connaissant l'effet gerbigène de l'écran absorbant, j'ai cherché un dispositif tel que la masse de l'écran soit négligeable par rapport à la construction de plomb qui environne les compteurs.

La figure 19 montre comment j'ai placé les parois de protection ; on trouve 23,0 et 23,2 pour les mesures (M + D) dans la direction verticale : les rayons secondaires sont nombreux et pas absorbés par l'écran qui ne coupe pas leur chemin.

La figure 20 représente un autre schéma. Ici deux des compteurs sont en dehors de la construction et ne peuvent recevoir que des rayons venus du sol. Les résultats sont encourageants mais les compteurs 1 et 2 sont encore trop près des parois de plomb et reçoivent des rayons qu'elles émettent vers le haut : peut-être, enregistre-t-on encore quelques coïncidences dues aux gerbes.

TABLEAU X. — Salle 75 (dispositif 20).

Rayonnement	t	N	100 N/t
0° { M + D D M M/D	1 650	277	$16,8 \pm 1,0$
	2 485	396	$15,9 \pm 0,8$
			$0,9$
			6 0/0
90° { M + D D	2 390	27	$1,1 \pm 0,2$
	1 260	9	$0,5 \pm 0,2$

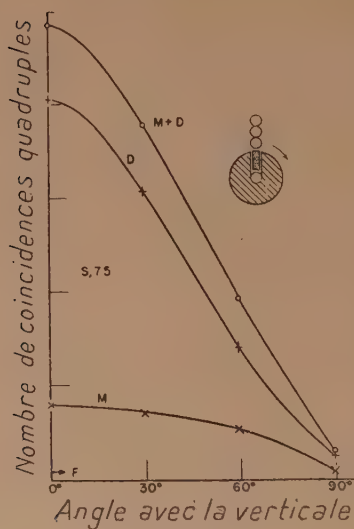


Fig. 21.

Finalement, il semble que la disposition 21 présente tous les avantages désirés : un des compteurs est entièrement entouré de plomb, il est placé au centre d'un cylindre de 50 mm. de rayon. Une fente de 20 × 500 mm. permet de placer l'écran absorbant de 45 mm. d'épaisseur. Les trois autres compteurs sont suffisamment éloignés de la masse de plomb et sont ainsi à l'abri des effets secondaires produits par les rayons cosmiques dans le

plomb. De plus, il est très facile de faire tourner l'ensemble des compteurs et des écrans pour mesurer les répartitions des rayonnements dans toutes les directions.

TABLEAU XI. — *Salle 75* (dispositif et courbe 21).

Rayonnement	<i>t</i> minutes	N coïncidences	100 N/ <i>t</i>
0° { M + D	7 040	1 706	24,2 ± 0,6
	D	1 546	20,3 ± 0,5
	M		3,9
	M/D		19 0/0
30° { M + D	5 830	1 103	18,9 ± 0,6
	D	803	15,4 ± 0,5
	M		3,5
	M/D		23 0/0
60° { M + D	6 910	670	9,7 ± 0,4
	D	291	7,0 ± 0,4
	M		2,7
	M/D		9 0/0
90° { M + D	2 960	44	1,5 ± 0,2
	D	62	1,2 ± 0,1

Discussion sur les résultats obtenus salle 75. — Le rayonnement observé dans cette salle présente des caractéristiques plus remarquables que celles qu'on observe dans les autres laboratoires souterrains moins profonds; l'existence des mésons est confirmée.

1° Les mesures sur les répartitions angulaires à différents niveaux ont montré que l'absorption produite par l'inclinaison du plan des compteurs dans un lieu donné est plus grande que l'absorption produite par le déplacement de l'appareil à différentes profondeurs. Ce paradoxe est expliqué dans la théorie du méson par le parcours efficace dans l'atmosphère et dans le sol pour la désintégration, donc l'absorption des mésons ⁽⁴⁸⁾.

(48) AUGER, EHRENFEST, FRÉON et FOURNIER. *C. R.*, 204 (1937), 257.

Cependant la comparaison entre les distributions angulaires dans différents laboratoires montre un caractère du rayonnement total qui reste à expliquer. Au niveau du sol et jusqu'à la salle 30 les rayonnements $M + D$, D et M ont une même répartition suivant une loi en $\cos^2 \theta$. Si le rayonnement était absorbé par le sol suivant une loi exponentielle, la répartition se resserrerait beaucoup autour de la verticale quand on augmente l'épaisseur d'écran (puisque les rayons obliques traversent une plus grande épaisseur). Or, on constate salle 75, que le rayonnement total suit encore, avec des écarts beaucoup moins grands que ceux qu'on pourrait prévoir, une loi en $\cos^2 \theta$.

2° Nous avons considéré les rayons D comme des rayons primaires et leur répartition offre en effet un maximum marqué dans la direction cosmique favorisée à la verticale.

3° Nous supposons que ces rayons mous sont des secondaires de D . Si la particule D est bien un méson, les rayons M sont produits par un des processus indiqués au tableau II. Les phénomènes d'explosion, les chocs de cette particule lourde, la production indirecte des cascades de photons et électrons donnent des rayons mous qui font avec le méson initial des angles très grands. On constate bien une répartition très large des rayons mous : leur nombre est presque constant à 0° , 30° et 60° ; à 90° le rayonnement total, et *a fortiori* le rayonnement mou, est très faible.

Mais il faut comprendre pourquoi on décèle si difficilement des rayons mous pour $\theta = 0^\circ$, tandis qu'on en trouve autant à 30° et à 60° quel que soit le dispositif employé. Les rayons D verticaux donnent certainement un grand nombre de gerbes enregistrées par un télescope de compteurs vertical tandis que l'effet gerbigène n'est plus très sensible dans les autres directions.

4° P. Auger ⁽⁴⁹⁾ a calculé, d'après les valeurs de M/D salle 12 et 30, la masse approximative du méson, en tenant

⁽⁴⁹⁾ *G. R.*, 206 (1938), 346.

compte ⁽⁵⁰⁾ du nombre de M qui accompagnent les particules D après la traversée d'un milieu déterminé. Il a trouvée $\mu = 100 m_0$ en bon accord avec les prévisions théoriques et les autres vérifications expérimentales.

Les valeurs M/D trouvées salle 75 donneraient une masse plus grande (en accord avec les déterminations plus récentes de la masse du méson) ou une énergie moyenne plus faible pour les mésons qui atteignent ce niveau; la signification théorique de la proportion de mous en équilibre avec les durs, dans toutes les directions, reste à établir.

5° Les nombres théoriques de rayons durs à différents niveaux sont calculés ⁽⁴⁴⁾ en admettant que les rayons durs sont des mésons de spectre initial $F_s(p) = J_0 \left(\frac{2 \cdot 10^9 \text{ eV}}{p} \right)^\gamma$. Ils sont absorbés dans l'air par ionisation et par désintégration spontanée; dans l'eau (ou le sol) les électrons de décomposition deviennent négligeables mais il faut tenir compte des processus nucléaires.

Les répartitions d'intensité sont :

$$f(T', p) = \gamma J_0 \frac{(2 \cdot 10^9 \text{ eV})^\gamma c}{(pc + \frac{9}{10} a T')^\gamma + 1} \left[\frac{pc}{0(pc + \frac{9}{10} a T')} \right]^{-\frac{bc}{pc \frac{1000}{T'} + 1000 a}}$$

pour l'air

$$f(T, p) = \gamma J_0 \frac{(2 \cdot 10^9 \text{ eV})^\gamma c}{[pc + a(T - 100)]^\gamma + 1} \left[\frac{pc + a(T - 100)}{10(pc + aT - 100)} \right]^{-\frac{bc}{pc + aT}}$$

pour l'eau ou le sol

et en intégrant pour tout le spectre

$$F_s(T', 0) = \gamma J_0 \left(\frac{2 \cdot 10^9 \text{ eV}}{\frac{9}{10} a T'} \right)^\gamma \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^\gamma + 1} \left[\frac{u}{10(1-u)} \right]^{-\frac{\delta}{1 + \frac{9}{10} u}}$$

pour l'air

⁽⁵⁰⁾ BHABHA. *Proc. Roy. Soc.*, **164** (1938), 257.

$$F_s(T, 0) = \gamma J_0 \left(\frac{2 \cdot 10^9 \text{ eV}}{a(T-100)} \right)^\gamma$$

$$\int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^{\gamma+1}} \left[\frac{1}{10(1+u)} \left(u - \frac{T-1000}{T-100} \right) \right]^{\frac{\delta \cdot 1000}{u(T-100)+T}}$$

pour l'eau ou le sol

où T et T' sont les profondeurs exprimées en centimètres ;

a la perte d'énergie par centimètre ;

p la quantité de mouvement ; c la vitesse de la lumière ;

$$b = \frac{\text{masse du méson}}{\text{durée de vie du méson}} \cdot \frac{\text{densité eau}}{\text{densité air}} ;$$

$$\delta = bc/1000 a.$$

On détermine δ par des mesures dans l'eau⁽⁵¹⁾, on en déduit $\delta = 0,37$ et durée de vie $= 2,7 \cdot 10^{-6}$ sec.

Finalement, les valeurs théoriques et mes valeurs expérimentales sont données par le

TABLEAU XII

Laboratoires	Rayons D en 100 minutes	Intensité vert. (unités arbitraires)	Intensité théorique
Salle 10	121	75	75
» 30	24	15	17
» 75	9	6	3

on voit que l'accord est assez bon, mais que le rayonnement est moins absorbé par le sol aux grandes profondeurs que ne le prévoit la théorie.

Conclusion. — On mesure un rayonnement mou primaire salles 10 et 11. Le plomb placé au-dessus de la salle 11 (salle 12) arrête tous les rayons mous. Salles 30 et 75, on mesure encore un rayonnement mou. Ce sont des électrons produits par les mésons, leur énergie est comprise entre 10^8 eV (E_j pour le sol dont ils sortent) et 10^7 eV (E_j pour le plomb qui les absorbe). Il reste à expliquer pourquoi on déce le difficilement le rayonnement mou vertical, salle 75.

(51) EHMERT. *Z. Physik.*, 106 (1937), 75.

Gerbes de rayons cosmiques.

Mesure des angles.

Existence des gerbes. — Les expériences avec des groupements de compteurs, les photographies à la chambre de Wilson font supposer qu'il y a, au même instant, plusieurs



Fig. 22.

rayons ayant des directions différentes. Si trois compteurs sont proches, mais non dans un même plan (fig. 22), il faut plusieurs rayons pour déclencher une coïncidence, et l'on constate que le nombre de coïncidences observé avec ce dispositif est bien supérieur au nombre de coïncidences fortuites. Ces groupes de rayons semblent sortir en gerbe d'un même point, situé à quelque distance des compteurs dans l'air ou plutôt dans la matière environnante : ce sont les gerbes. La photographie Wilson 1 montre l'aspect d'une gerbe. Ce sont les rayons de gerbes que j'étudie dans ce chapitre.

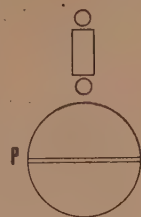


Fig. 23.

La présence fréquente de rayons multiples dans les photos Wilson ⁽²⁰⁾ avait d'abord été attribuée à des électrons Comp-

ton de recul, la chambre de Wilson à détente commandée par un système de compteurs (dont j'ai décrit le mécanisme, p. 5) (fig. 23) a permis d'attribuer sans aucun doute les grou-

pes de trajectoires aux rayons cosmiques. C'est ainsi qu'a été obtenue la figure 1.

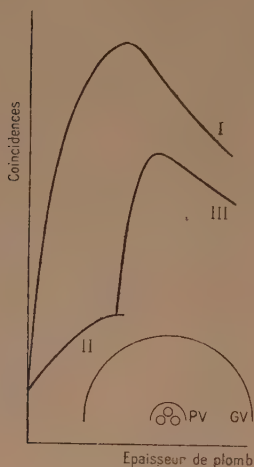


Fig. 24.

Millikan ⁽⁵²⁾, Hoffmann ⁽⁵³⁾, avaient remarqué que le courant dans les chambres d'ionisation augmentait anormalement quand on les entoure de plomb. Rossi ⁽⁵⁴⁾ a repris l'étude des écrans de plomb en les plaçant sur des compteurs en triangle. Des gerbes prennent naissance dans le plomb, leur nombre varie avec l'épaisseur de plomb suivant une courbe assez particulière « courbe de Rossi ». J'ai tracé (fig. 24, I) une courbe de Rossi caractéristique.

Les gerbes apparaissent donc comme un effet secondaire produit par les rayons cosmiques lorsqu'ils traversent la matière; pour éclairer le mécanisme de leur formation, j'ai essayé de déterminer quelques grandeurs caractéristiques des gerbes : angle des rayons, influence de l'écran gerbifère, rôle de l'écran total d'air et de sol.

Conditions d'emploi de la méthode de décohérence. — Des mesures ont été faites pour étudier la « décohérence » des rayons de gerbes par la distance ⁽⁵⁵⁾, elle permet de séparer

⁽⁵²⁾ MILLIKAN et OTIS. *Phys. Rev.*, **23** (1924), 778.

⁽⁵³⁾ HOFFMANN. *Ann. der Phys.*, **82** (1927), 413.

⁽⁵⁴⁾ ROSSI. *Phys. Zt.*, **33** (1932), 304.

⁽⁵⁵⁾ AUGER et GRIVET-MEYER. *C. R.*, **203** (1936), 246.

les effets antagonistes du plomb : absorption du rayonnement primaire, production de rayonnement secondaire.

On constate d'abord que trois compteurs placés sous un écran de plomb sont déclenchés simultanément par plusieurs trajectoires ionisantes, *cohérentes*.

Le nombre de coïncidences, pour différentes positions de l'écran est donnée tableau XIII. Vers 20 cm. le nombre de coïncidences décroît parce que l'écart angulaire moyen de deux rayons de gerbes est nettement inférieur à l'angle solide dans lequel l'appareil est sensible. La longueur des compteurs peut rendre l'effet de la distance moins net, car la décohérence n'est valable que pour un plan. Les résultats obtenus avec des compteurs plus courts sont meilleurs et vérifient les conclusions précédentes.

Pour décohérer simultanément dans plusieurs plans, on pourrait penser à des écrans en forme de calottes sphériques, et des compteurs en couronnes, ces dispositifs ne sont pas pratiques et j'ai toujours employé des voûtes semi-cylindriques avec des compteurs ordinaires.

TABLEAU XIII

	Sans écran	Ecran proche	Ecran à 30 cm.
	unités arbitraires		
Compteurs longs, Ecrans plans	30	85	50
Compteurs longs, Voûtes	30	162	60
Compteurs courts, Voûtes	8	30	13

Compteurs longs diam. 26 mm., long. : 280 mm.

Compteurs courts : diam. 26 mm., long. : 100 mm.

Ecrans plans de plomb : 100 × 150 × 1,6 cm.

Voûte proche : long. 50 cm., diam. : 12 cm., épaisseur : 1,6 cm. P. V.

Voûte éloignée : long. 150 cm., diam. : 60 cm., épaisseur : 1,6 cm. G. V.

Les petites voûtes absorbent le rayonnement producteur de gerbes et produisent des gerbes ; tandis que les grandes voûtes absorbent le rayonnement et ne donnent pas d'effet secondaire (leur éloignement décohere les gerbes). Une petite voûte de 10 mm. d'épaisseur donne 155 chocs en 100 minutes ; si l'on ajoute une petite voûte supplémentaire de 8 mm. de plomb, on a 160 chocs dans le même temps. Si ce supplément est placé, plus loin, sous forme d'une grande voûte, on n'a plus que 90 chocs en 100 minutes.

On peut tracer la courbe (fig. 24) du nombre de chocs en fonction de l'épaisseur d'écran : courbe I petites voûtes seules, courbe II grandes voûtes seulement, courbe III petites voûtes que l'on place sous une grande voûte déterminée.

Cette méthode utilisée au Jungfraujoeh et contrôlée par l'examen à la chambre de Wilson a permis d'analyser les courbes de Rossi ⁽⁵⁶⁾.

Méthode de mesure des angles. — On place deux ou trois compteurs dans un plan horizontal pour les faire fonctionner en coïncidences.

a) Pour connaître le nombre de coïncidences en fonction de l'angle des rayons, on écarte progressivement les compteurs.

b) On peut aussi déplacer l'écran par rapport à l'ensemble des compteurs.

Si l'écran est distant des compteurs de D et la distance entre les axes des compteurs est d , l'angle entre deux rayons issus de l'écran a pour tangente : $\text{tg } \alpha = d/D$.

Cet angle est mesuré avec précision, on mesure D à 2 mm. près en admettant que le point d'origine des deux rayons se trouve sur le bord inférieur de l'écran ou à 2 mm. au maximum. Deux raisons légitiment cette hypothèse : 1) les photos Wilson montrent que les rayons convergent très près du

⁽⁵⁶⁾ AUGER, EHRENFEST et FRÉON. *C. R.*, **203** (1936), 1082.

bord inférieur de l'écran ; 2) la théorie des cascades (cf. p. 30) indique un parcours très faible pour les photons.

Résultats sur les mesures des angles. — Je donnerai dans tous les cas, l'angle qui correspond à la décroissance du nombre de coïncidences dans le rapport 1 à 1/2.*

La distance entre les axes des compteurs donne bien la moyenne de tous les rayons puisque c'est la moyenne entre les distances externes et internes.

Salle 10 ter. Ecran de plomb (Laboratoire en pierre, au niveau de la mer). — Dispositif: compteurs 26 mm. de diamètre, 1 mm. d'épaisseur, placés aux sommets d'un triangle équilatéral de 36 mm. de côté.

$$d = 36 \text{ mm.}$$

La demi-décroissance, d'après la courbe de décohérence, est atteinte lorsque les axes de ces compteurs sont à une distance de l'écran de plomb :

$$D = 230 \text{ mm.} \\ \text{tg } \alpha = 0,156 \qquad \alpha = 18^\circ$$

Ce nombre est en bon accord avec les mesures faites à l'étranger avec des compteurs ^(57, 58) et celles de Auger et Ehrenfest ⁽⁵⁹⁾ obtenues par statistique de photos Wilson.

Salle 75. — Toutes les autres mesures d'angles ont été faites dans ce laboratoire souterrain : je voulais mesurer l'angle moyen des rayons sous le sol et ensuite l'angle moyen sous le plomb et l'aluminium après filtration par 28 m. de sol.

J'ai utilisé un appareil à pouvoir de résolution élevé ($5 \cdot 10^{-6}$ sec. ⁽²⁶⁾) et les coïncidences fortuites rares (0,3 en

⁽⁵⁷⁾ GEIGER et ZEILLER. *Z. Physik*, **105** (1937), 517.

⁽⁵⁸⁾ BOTHE et SCHMEISER. *Naturwiss.*, **25** (1937), 669 et 833.

⁽⁵⁹⁾ *J. Physique*, **7** (1936), 473.

100 minutes) permettent de faire les mesures avec deux compteurs.

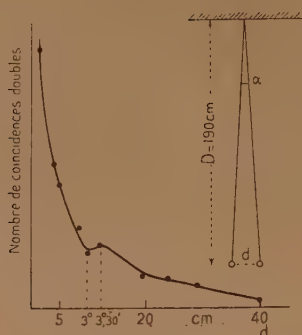


Fig. 25.

Sol. — Le tableau suivant détermine d pour la demi-décroissance :

TABLEAU XIV (fig. 25)

d cm.	t	N	100 N/t	α
1,6	410	365	90 $\pm$ 5	28'
4	255	128	50 $\pm$ 4	1°15'
5	245	106	43 $\pm$ 4	1°30'
8	1 460	404	28 $\pm$ 1	2°
9,7	190	47	25 $\pm$ 4	2°15'
10	1 050	203	19 $\pm$ 1	3°
12	1 080	235	22 $\pm$ 1	3°30'
19,5	1 230	139	11 $\pm$ 1	4°
24	970	101	10 $\pm$ 1	5°
29	1 370	111	8,1 $\pm$ 0,8	6°
40	1 050	25	2,4 $\pm$ 0,5	12°
$d_m = 5$ cm. $D = 190$ cm. $\alpha_m = 1°30'$				

Wesolowski, a trouvé dans les mines de Wieliczka, à 100 m. sous terre, des résultats analogues.

Aluminium et Plomb. — Je m'attendais à ce que l'aluminium donne un angle voisin de celui qu'on trouve sous le sol, et le plomb un angle beaucoup plus grand. Dans tous les cas les nombres trouvés sont très voisins et les courbes pour les deux métaux (fig. 26) sont en partie confondues, les écrans étant trop petits. On mesure probablement une moyenne peu intéressante entre les gerbes du sol et celles qui prennent naissance dans l'écran supplémentaire; les rayons de gerbes du sol donnent aussi de nouvelles gerbes dans le métal. Toutes les courbes présentent une bosse inexpiquée vers 3° .

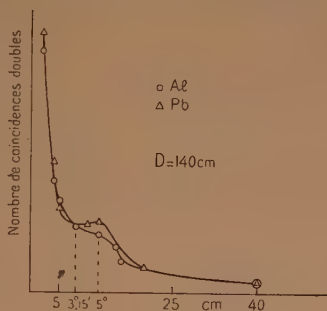


Fig. 26.

Discussion. — Nous allons voir comment ces résultats confirment les résultats théoriques de Bhabha et Heitler que je vais résumer brièvement.

Un électron d'énergie E parcourt une trajectoire qui fait un angle $\alpha/2$ avec celle de l'électron ou le photon qui lui a donné naissance.

$$\alpha/2 = \sqrt{2n} m_0 \cdot c^2 / E$$

$2n$ est le nombre de processus intermédiaires entre le photon ou l'électron primaire et l'électron mesuré; n a pour valeur probable : 5.

E est l'énergie de l'électron mesuré produit par une source d'énergie E_0 . Il faut évaluer E .

Plomb. — Dans le cas d'un écran de plomb au niveau du sol, l'énergie E est approximativement l'énergie critique E relative au plomb : $E_j = 10^7$ eV (voir p. 31).

on en tire :

$$\alpha/2 = 9^\circ \quad \alpha_{\text{obs.}} = 18^\circ$$

Sol. — En portant dans la formule qui donne α la valeur de l'énergie critique relative au sol : $E_j = 10^8$ eV, on trouve :

$$\alpha/2 = 54' \quad \alpha_{\text{obs.}} = 1^{\circ}30'$$

Il est remarquable que la théorie de Bhabha s'applique dans cette salle souterraine où n'existe certainement pas de rayonnement mou primaire; il y a un nombre important d'électrons secondaires qui donnent des gerbes et auxquels la théorie semble s'appliquer.

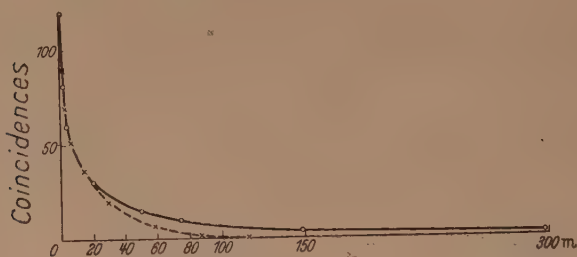


Fig. 27.

Air. — Malgré l'excellent accord entre α théorique et α observé, deux séries de considérations théoriques n'ont pas été introduites dans le calcul.

1° On ne tient pas compte de la diffusion des électrons dans l'écran, diffusion qui doit augmenter un peu l'angle des rayons.

2° Il y a probablement dans les rayons de gerbes des particules autres que des électrons. Cette cause d'écart a été signalée par Auger ⁽⁶⁰⁾, elle s'applique de manière très intéressante aux gerbes de l'*air*.

Auger, Maze, Robley et moi-même ⁽⁶¹⁾ avons constaté l'existence de gerbes très étendues : des compteurs distants de plusieurs centaines de mètres peuvent être ionisés simul-

⁽⁶⁰⁾ AUGER, EHRENFEST, MAZE et FRÉON. *J. Physique*, **10** (1939), 39.

⁽⁶¹⁾ C. R. **206** (1938), 1721; **207** (1938), 228; **208** (1939), 1641.

tanément par des rayons qui doivent avoir leur point d'origine commun dans l'atmosphère. La courbe de décohérence de ces « grandes gerbes » en fonction de l'éloignement entre les compteurs est comparable à la courbe tracée à partir de la théorie de Bhabha (on admet que 50 m. entre les compteurs correspondent à un angle des rayons de 60°) ; les deux courbes (fig. 27) ⁽⁶²⁾ se séparent pour les grands angles. L'écart s'explique bien par la présence de mésons dans les parties externes des gerbes, car les angles attribués aux mésons par la théorie sont plus grands que ceux qu'on calcule pour les électrons.

Résumé. — L'angle moyen entre les rayons de gerbes sous l'air, le plomb au niveau de la mer, ou de grandes épaisseurs de sol est prévu avec exactitude par la théorie des cascades d'électrons. Il y a peut-être de faibles corrections dues aux mésons pour les gerbes de grands angles à l'air et les gerbes créées sous un écran dense après une grande épaisseur de sol.

(62) EULER. *Naturwiss.*, 27 (1939), 484.

Absorption des rayons de gerbes.

Les rayons cosmiques en passant dans un écran créent des gerbes qu'on peut déceler par un groupe de compteurs placé au-dessous de l'écran. Rossi (⁶³) a montré que le nombre de gerbes dépend de la nature et de l'épaisseur de l'écran. Les courbes de Rossi ont déjà donné des renseignements très précieux ; j'ai appliqué cette méthode à des cas nouveaux et intéressants.

Résultats pour une particule. — Principe. — La courbe de

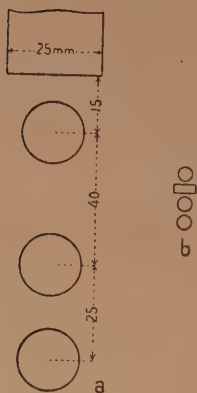


Fig. 28.

Rossi pour une seule particule correspond à un cas particulier mais valable ; on étudie un rayon créé dans l'écran, par un rayon qui ne déclencherait pas les compteurs à cause de son orientation ou de son caractère non ionisant.

Un écran de plomb d'épaisseur croissante est placé d'abord au-dessus des compteurs (fig. 28 *a*). Il y a deux phénomènes simultanés : 1° des gerbes sont créées dans l'écran, mais aussi 2° on absorbe une partie du rayonnement total. Pour déterminer le nombre de chocs dus à ces deux phénomènes, une seconde expérience est nécessaire : on

place les mêmes écrans entre deux compteurs (fig. 28 *b*).

La série de mesures *b* comparée au nombre de coïncidences en l'absence de tout écran donne l'absorption seule.

(⁶³) *Z. S. f. Physik*, **82** (1933), 151.

La différence entre les nombres a (écran au-dessus des compteurs) et les nombres b (écran entre les compteurs) donne une valeur approximative du nombre de gerbes créées dans l'écran, gerbes d'un rayon au minimum puisqu'un seul rayon suffit pour ioniser tous les compteurs.

Il faut cependant remarquer que cette mesure est peu précise, certains auteurs ^(64, 65) ont pensé mesurer avec ces dispositifs seulement les rayons ionisants et non ionisants. Cependant la courbe présente une analogie marquée avec ce qu'on obtient pour les gerbes à 2 ou 3 rayons.

TABLEAU XV. — *Salle 10* (dispositif fig. 29 et 30).

Épaisseur de plomb			t minutes	N coinci- dences	100 N/t
mm.	g./cm ²	l nb. absolu			

a) Plomb au-dessus des compteurs.

0	0	0	1 485	7 096	478 ± 6
5	5,6	1,4	620	2 820	455 ± 9
10	11,3	2,8	1 170	5 927	506 ± 7
16	18	4,5	910	3 457	380 ± 6

b) Plomb entre les compteurs.

5	5,6	1,4	1 355	4 720	348 ± 5
10	11,3	2,6	1 120	3 293	294 ± 5
16	18	3,5	280	852	305 ± 10

c) Différence entre ces deux séries

5					107
10					212
16					75

⁽⁶⁴⁾ SCHMEISER. *Z. S. f. Physik*, **112** (1939), 501.

⁽⁶⁵⁾ SHONKA. *Phys. Rev.*, **55** (1939), 234.

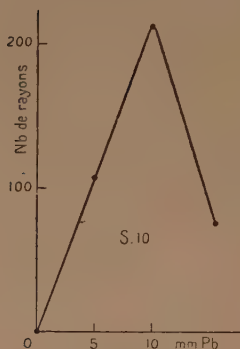


Fig. 29.

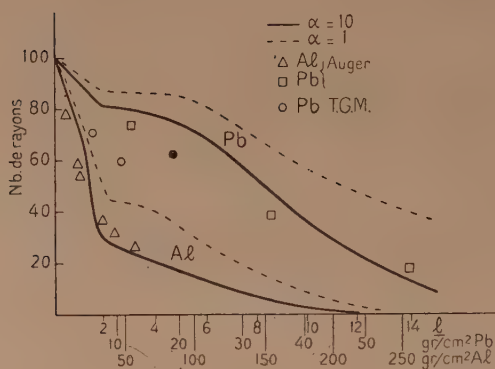


Fig. 30.

Cette série de mesures est en bon accord avec les résultats comparables publiés par différents auteurs, en particulier Froman et Stearns ⁽⁶⁶⁾, aussi n'ai-je pas poussé plus loin les mesures. Le nombre de coïncidences semble croître linéairement avec l'épaisseur et décroître très vite après le maximum, atteint pour un écran de 10 mm. de plomb.

Remarque sur l'absorption. Théorie d'Arley. — J'ai noté dans le tableau XV la valeur de l'écran en unités l . l est une grandeur introduite par Bhabha et Heitler :

⁽⁶⁶⁾ *Phys. Rev.*, **49** (1936), 414; **50** (1936), 787.

$$l = a \bar{\Phi} \xi \lambda \left\{ \begin{array}{l} a = \text{constante} \left\{ \begin{array}{l} 20 \text{ pour le plomb} \\ 23 \text{ pour l'air et l'eau} \end{array} \right. \\ \bar{\Phi} = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \\ \xi = \text{nombre de noyaux par cm}^3 \text{ de substance} \\ \lambda = \text{épaisseur de l'écran} \end{array} \right.$$

l grandeur sans dimension est commode pour l'application de la théorie à des substances variées : pour une même valeur de l toutes les substances doivent se comporter de la même manière.

Je compare alors les résultats donnés en XV *b* à la courbe théorique (déduite de la théorie des cascades d'électrons) de Arley ⁽⁶⁷⁾. Cet auteur fait remarquer que les mesures de Auger, Leprince-Ringuet et Ehrenfest ⁽⁶⁸⁾ à haute altitude (au Jungfrau) sont en accord avec ses prévisions ; mais les mesures de Gandin ⁽⁶⁹⁾ au niveau de la mer sont très différentes ; les points que j'ai mesurés au niveau de la mer se placent assez nettement au-dessous de la courbe théorique (fig. 30) : la théorie ne s'applique pas très bien à l'absorption à basse altitude.

Courbe de Rossi pour deux rayons. — Dispositif. — Trois compteurs sont placés suivant 1-2-3 du schéma 31. Le plan des axes des compteurs 1-2 est vertical et fait un angle de

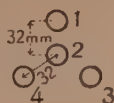


Fig. 31.

120° avec le plan des axes 2-3. Un seul rayon ne peut pas traverser plus de deux compteurs ; les coïncidences triples

⁽⁶⁷⁾ *Proc. Roy. Soc. London*, **158** (1938), 519.

⁽⁶⁸⁾ *J. de Physique*, **7** (1936), 58 ; *C. R.* **200** (1935), 1747.

⁽⁶⁹⁾ *Ric. Scient.*, [7], **2** (1936), nos 3-4.

sont dues, dans le cas le plus simple, à deux rayons dont l'angle moyen est environ 25° .

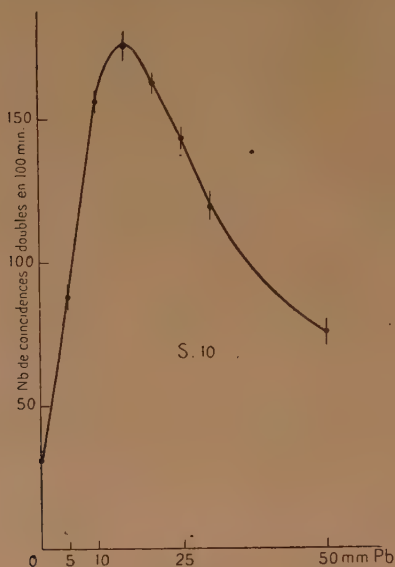


Fig. 32.

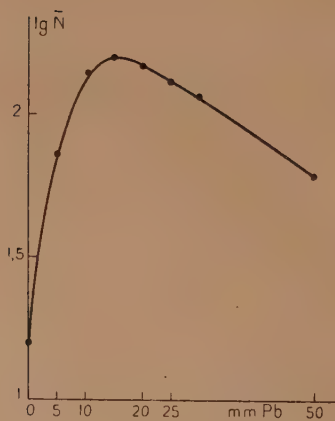


Fig. 33.

Le plomb est utilisé sous forme de voûtes de 12 cm. de diamètre intérieur.

TABLEAU XVI. — *Salle 10* (2 rayons sous Pb).
(Courbe 32. Courbe logarithmique 33).

Épaisseur de plomb d (mm.)	t	N	$100 N/t$	$\bar{N} - N_0$	$\lg \frac{\bar{N}}{\bar{N} - N_0}$
0	950	296	31 ± 2	16	1,20
5	300	265	88 ± 5	73	1,86
10	1 050	1 642	156 ± 4	141	2,15
15	1 330	2 308	174 ± 4	159	2,20
20	1 230	1 986	162 ± 4	147	2,17
25	1 130	1 621	143 ± 4	128	2,11
30	385	497	129 ± 6	114	2,06
50	300	224	75 ± 5	60	1,78

N_0 est le nombre de coïncidences fortuites en 109 minutes ;
 $\bar{N} - N_0$ est donc le nombre de gerbes.

Deux rayons dispositif 1-3-4 de la figure 32

TABLEAU XVI bis. — Angle moyen entre 2 rayons = 50° .

Épaisseur de plomb d (mm.)	t	N	$100 N/t$	$\bar{N} - N_0$
15	225	182	81 ± 6	66
20	80	69	86 ± 10	71

En comparant XVI et XVI bis, on voit bien que les gerbes de grande ouverture sont rares.

Interprétation. — *Allure de la courbe.* — Il est maintenant admis qu'une grande partie des gerbes est due aux cascades créées par des électrons et des photons. Les observations de Auger, Ehrenfest et Fréon (⁵⁶) ont montré que la

partie *ascendante* de la courbe est due à cette formation de cascades.

Le *maximum* est atteint lorsque les rayons qui donnent naissance aux gerbes sont absorbés. On peut prévoir théoriquement la position de ce maximum. Euler et Heisenberg⁽⁴⁴⁾ font le calcul en remarquant que pour les petites épaisseurs le nombre de gerbes augmente avec l'épaisseur de l'écran parce que l'énergie initiale a plus de chances de s'éparpiller s'il y a plus de noyaux atomiques présents ; pour les épaisseurs plus grandes au contraire, les pertes d'énergie par ionisation interviennent, toutes les particules dont l'énergie est tombée au-dessous de l'énergie critique sont arrêtées.

La *décroissance* après le maximum est donc due à la prépondérance de l'absorption du rayonnement initial M. Le coefficient d'absorption trouvé ici doit correspondre à l'ensemble des rayons mous primaires et aussi secondaires présents au niveau de la mer sous une petite épaisseur de plomb.

$$k = 0,3 \text{ cm.}^{-1} \text{ de plomb} \quad \mu/\rho = 27,10^{-3}.$$

Origine. — La courbe semble partir linéairement ; c'est également ce que prévoit la théorie de Bhabha et Heitler et correspond à ce que la probabilité de formation des gerbes est proportionnelle à la masse de l'écran.

Courbe de Rossi pour trois rayons. — *Dispositif.* — Le dispositif des quatre compteurs (1-2-3-4 de la fig. 31) est aussi voisin que possible de celui que j'ai utilisé pour trois compteurs pour que la géométrie et la grandeur d'angle soient comparables dans les deux cas. Il faut trois rayons pour déclencher une quadruple coïncidence. L'angle moyen entre les deux rayons les plus écartés atteint environ 50°.

TABLEAU XVII. — *Salle 10* (3 rayons Pb)
(courbe 34, courbe logarithmique 35).

Épaisseur de plomb			t	N	100 N/t coïncidences en 100 min.	$\lg \bar{N}$
d (mm.)	$g./cm^2$	l				
0			2 725	45	$1,6 \pm 0,2$	0,20
2	2,3	0,57	1 530	78	$5,1 \pm 0,6$	0,71
3	3,4	0,80	1 350	108	$8,0 \pm 0,8$	0,90
4	4,6	1,1	1 310	165	$12,6 \pm 1,0$	1,10
5	5,7	1,4	315	55	$17,4 \pm 1,8$	1,24
10	11,4	2,8	1 380	460	$33,3 \pm 1,6$	1,52
20	22,8	5,6	3 365	1 766	$52,5 \pm 1,2$	1,72
25	28,5	7,0	1 350	749	$55,5 \pm 2,2$	1,74
30	34,0	8,4	2 230	893	$40,0 \pm 1,3$	1,60
40	45,5	11,2	1 140	360	$31,5 \pm 1,7$	1,50
50	57,0	14,0	1 385	311	$22,4 \pm 1,3$	1,35
60	68,5	16,9	2 700	368	$13,6 \pm 0,7$	1,13
110	125	30,8	2 380	258	$10,8 \pm 0,7$	1,03
200	228	56,2	4 020	331	$8,2 \pm 0,4$	0,91

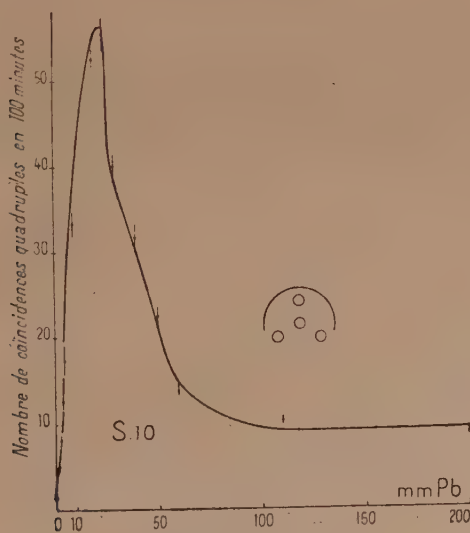


Fig. 34.

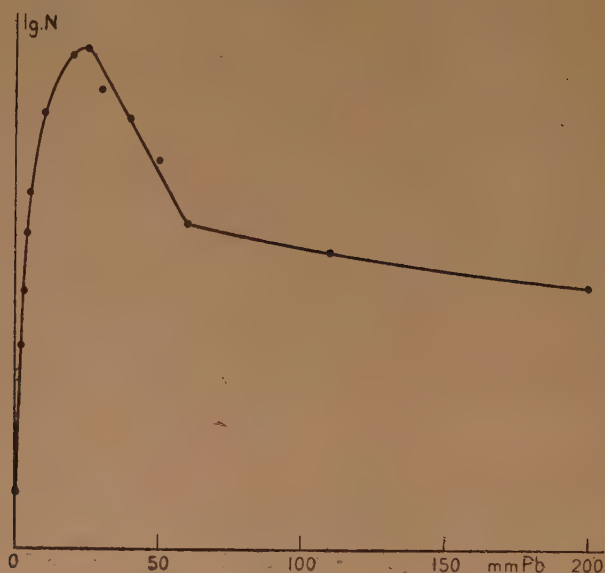


Fig. 35.

Le nombre de coïncidences fortuites pour quatre compteurs $N_0 = 0,3$ est négligeable par rapport au nombre élevé de gerbes observé au niveau de la mer. C'est ce qui explique la forme accusée de la courbe ⁽⁷⁰⁾; sa qualité tient aussi, mais pour une moindre part, à la géométrie favorable employée et au pouvoir de séparation du sélecteur.

Interprétation. — Départ. — Au voisinage de l'origine, la courbe n'a pas une forme explicable par un processus simple : pour des cascades produisant seulement des paires d'électrons positifs et négatifs, la courbe serait une exponentielle et la tangente à l'origine serait horizontale. La pente

⁽⁷⁰⁾ AUGER et GRIVET-MEYER. *C. R.*, 204 (1937), 572.

de la tangente peut être modifiée s'il arrive fréquemment des processus plus compliqués : deux rayons arrivant simultanément sur l'écran ou paire accompagnée d'un photon ⁽⁷¹⁾.

La courbe devient ensuite *concave*, probablement à cause des gerbes de rayons durs. Peut-être pourrait-on en déduire le nombre de gerbes créées dans un écran mince par les particules pénétrantes.

La *décroissance* pour cette courbe relative à trois rayons est analogue à celle qu'on observe pour deux rayons. Mais ici les mesures ont été poursuivies pour de plus grandes épaisseurs. On constate que le coefficient d'absorption qui est : $k = 0,58 \text{ cm.}^{-1}$ de plomb ; $\mu/\rho = 51 \cdot 10^{-3}$ entre 25 et 60 mm. de plomb, devient très faible après 60 mm. de plomb : $k = 0,06 \text{ cm.}^{-1}$ de plomb ; $\mu/\rho = 5 \cdot 10^{-3}$.

Second maximum. — Plusieurs auteurs ^(72, 73, 74) ont constaté l'existence d'un second maximum dans la courbe de Rossi, pour un écran de 120 à 150 mm. de plomb. Ce maximum a été tour à tour observé et infirmé. Selon Bothe, on l'observe beaucoup plus nettement si les compteurs et l'écran sont disposés de telle sorte que l'angle moyen entre les rayons soit de 7° ; il attribue cette seconde bosse à la production de gerbes par les rayons durs ; il reste cependant une objection à cette théorie : le coefficient d'absorption devrait rester constant pour toutes les épaisseurs de plomb après ce maximum, puisque la seule cause de décroissance serait l'absorption du rayonnement dur.

Dans les mesures rapportées ici, on ne constate aucune variation particulière entre 110 et 200 mm. de plomb.

⁽⁷¹⁾ FROMAN et STEARNS. *Phys. Rev.*, **54** (1938), 315.

⁽⁷²⁾ KULENKAMPF. *Phys. Zeit.*, **35** (1935), 785.

⁽⁷³⁾ ACKEMANN. *Z. f. Phys.*, **94** (1935), 303 et 816.

⁽⁷⁴⁾ SCHMEISER et BOTHE. *Ann. der Phys.*, **32** (1938), 181.

Courbe de Rossi pour quatre rayons. — Dispositif (fig. 36).



Fig. 36.

— Les voûtes de plomb utilisées précédemment sont employées ici, mais je les ai éloignées des compteurs, pour diminuer l'angle moyen : se rapprocher ainsi des conditions géométriques à 2 et 3 rayons, et augmenter le nombre de coïncidences. On constate que les rayons horizontaux sont peu nombreux et ne gênent pas

TABLEAU XVIII. — Salle 10 (4 rayons Pb) (fig. 37).

Epaisseur de plomb d (mm.)	t	N	$100 N/t$
0	265	5	$1,9 \pm 0,8$
10	1 235	200	16 ± 1
20	635	220	35 ± 2
25	135	45	33 ± 5
30	1 125	386	34 ± 2
35	1 055	271	26 ± 2
40	1 120	269	24 ± 1

Remarques. — L'allure de la courbe est très molle, le maximum aplati et les mesures trop limitées pour distinguer précisément la décroissance, mais elles complètent les renseignements sur les courbes de Rossi.

Autre série de mesures avec des cylindres de plomb. — Toutes les substances denses placées au-dessous des compteurs donnent des coïncidences par l'effet des « gerbes en arrière » ⁽⁷⁵⁾; pour éviter toutes variations dues au support des compteurs, je les ai posés sur une plate-forme de plomb. D'autre part, j'ai fait remarquer l'importance de la forme et de la position de l'écran au-dessus des compteurs (p. 47).

⁽⁷⁵⁾ GEIGER. *Ergebn. d. exakt. Naturwiss.*, 14 (1934), 1.

Pour être toujours dans les mêmes conditions à ces trois points de vue, j'ai utilisé un cylindre de plomb de 100 mm. de diamètre intérieur, 200 ou 300 mm. de diamètre extérieur et 500 mm. de long ; une nacelle contenant 3 ou 4 compteurs

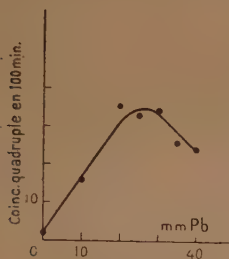


Fig. 37.



Fig. 38.

y glisse exactement (fig. 38). Les résultats de ces mesures sont en accord avec ceux des séries précédentes, mais ici le nombre de coïncidences est toujours plus grand puisque l'angle solide utile est plus grand que dans le cas des demi-cylindres.

TABLEAU XIX. — *Salle 10* (cylindres Pb)

Épaisseur de plomb d (mm.)	Trois compteurs				Quatre compteurs		
	t	N	$100 N/t$	$\bar{N} - N_0$	t	N	$100 N/t$
0	1 195	360	30 ± 2	15	2 725	49	$1,6 \pm 0,2$
50					2 850	646	23 ± 1
100	2 540	2 093	82 ± 2	67	4 080	609	$14,9 \pm 0,6$

Comparaison des courbes de Rossi pour 1, 2, 3 et 4 rayons.

— J'ai examiné chaque courbe au point de vue de sa forme, je vais maintenant comparer l'ensemble expérimental et la théorie, en particulier les caractéristiques des maxima.

TABLEAU XX

Nombre de rayons de la gerbe	Épaisseur de l'écran de plomb au maximum de la courbe			Nombre de coïncidences
	d (mm.)	$g./cm^2$	l	
1	10	11,4	2,8	212
2	15	17,1	4,2	147
3	23	26,2	6,4	57
4	25	28,5	7,0	35

1° *Épaisseur de l'écran.* — On constate que le maximum se déplace vers les grandes épaisseurs lorsque le nombre de rayons de la gerbe augmente ⁽⁷⁶⁾.

La théorie de Bhabha et Heitler prévoit que si l'énergie primaire est comprise entre 10^8 et 10^9 eV, et si on admet 10^7 eV comme énergie critique pour les particules qui sortent du plomb, le maximum de la courbe de Rossi est atteint avec 16 à 20 mm. d'écran de plomb et le nombre de particules est alors compris entre 3 et 12. Ces auteurs ajoutent que l'épaisseur de l'écran doit s'accroître si les rayons de gerbes deviennent plus nombreux, sans toutefois préciser l'ordre de grandeur. Le déplacement que j'observe est bien dans le sens indiqué par la théorie, mais les épaisseurs observées correspondraient à un nombre de particules beaucoup plus élevé.

Arley ⁽⁶⁷⁾ a repris la théorie de Bhabha-Heitler pour préciser quelques calculs : il ne néglige pas les énergies inférieures aux énergies critiques et traite le processus des cascades en problème à trois dimensions. Il trouve ainsi que les positions des maxima doivent être tout à fait voisines pour les gerbes à 2 rayons ou celles à 3 rayons, et les place vers $14-18$ g/cm². Il apparaît, en tous cas, que le déplacement

(76) AUGER, EHRENFEST, FREON et GRIVET. *C. R.*, 204 (1937), 1797.

signalé par le tableau XX est trop grand pour être interprété par la théorie des cascades ; il faut faire intervenir un autre phénomène, on peut penser aux remarques théoriques de Euler et aux observations à la chambre de Wilson de Auger et Ehrenfest ⁽⁷⁷⁾.

Les électrons de grande énergie sont en faisceau très serré. En général c'est un de ces pincesaux étroits (quelques millimètres) qui traverse un compteur ; les autres compteurs du système détecteur peuvent être touchés par des branches secondaires de moindre énergie. Ces branches secondaires s'écartent encore assez peu du faisceau central et constituent peut-être les « gerbes étroites » de Bothe.

Pour exciter plusieurs compteurs plus écartés, comme ceux que j'ai employés, il faut que l'importance du faisceau d'électrons énergiques augmente beaucoup. C'est ainsi que pour déclancher une triple coïncidence, il suffit de 3 rayons, mais il y en a probablement un nombre beaucoup plus grand. Et pour obtenir une quadruple coïncidence, il faut que le nombre de rayons augmente encore, ce qui est une condition très sévère et correspond à des écrans plus épais : le maximum se déplace plus que si tous les rayons de la cascade comptaient isolément.

Il y a là une limitation à toute méthode de mesure employant des compteurs, dont les dimensions sont volumineuses par rapport au groupe de rayons.

2° *Nombre de coïncidences.* — Arley donne seulement un ordre de grandeur :

$$0,7 = \frac{\text{nb. max. de coïncidences pour les gerbes à 3 rayons ds le Pb}}{\text{nb. max. de coïncidences pour les gerbes à 2 rayons ds le Pb}}$$

j'ai trouvé $\frac{57}{147} = 0,4$, ce qui peut être considéré comme une confirmation de l'hypothèse des cascades, vu la difficulté et l'imprécision de la théorie.

⁽⁷⁷⁾ *J. de physique*, [7], 8 (1937), 204.

Arley donne aussi

$$0,6 = \frac{\text{nb. max. de coïncidences pour les gerbes à 4 rayons ds le Pb}}{\text{nb. max. de coïncidences pour les gerbes à 3 rayons ds le Pb}}$$

j'ai trouvé $\frac{35}{57} = 0,6$.

Courbe de Rossi pour trois rayons sous l'aluminium, salle 10.
— Le système de compteurs est placé sous une série de voûtes d'aluminium de 12 cm. de diamètre intérieur. On obtient les résultats suivants :

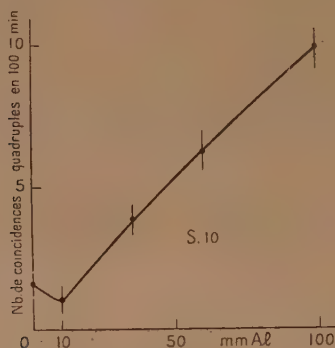


Fig. 39.

TABLEAU XXI. — *Salle 10 (3 rayons Al) (fig. 39)*

Epaisseur d'aluminium			<i>t</i>	N	100 N/ <i>t</i>
<i>d</i> (mm.)	g./cm ²	<i>l</i>			
0			2 725	45	1,6 ± 0,2
10	2,6	0,14	1 500	16	1,1 ± 0,3
35	9,1	0,5	1 420	55	3,9 ± 0,5
60	15,6	0,9	1 040	65	6,2 ± 0,8
100	26,0	1,4	1 800	177	9,8 ± 0,7

Interprétation. — Le *départ* de la courbe est très lent, indiquant l'importance primordiale, presque exclusive des gerbes produites par paire.

Arley remarque une grande différence, du point de vue théorique, entre l'*accroissement* relatif aux faibles épaisseurs de plomb et celui d'épaisseurs équivalentes d'aluminium : il prévoit un facteur 10 pour le nombre de coïncidences en fonction de l ou de Z^2 , à cause de la différence d'énergie critique entre ces deux substances. De nombreuses mesures antérieures avaient donné des résultats non conformes à ces prévisions théoriques. Mes résultats accusent aussi ce désaccord.

La figure 40 représente les nombres de coïncidences pour des valeurs de l comprises entre 0 et 1,4 ; les nombres obtenus pour le plomb diffèrent de ceux qu'on trouve pour l'aluminium d'un facteur à peine égal à 2. C'est dire que la courbe de Rossi pour les petites épaisseurs est peu dépendante de l'énergie critique de l'écran gerbigène.

Le *maximum* n'est pas atteint, figure 39, avec les 100 mm. d'aluminium utilisés, Arley le place vers 55-75 g./cm². Il indique pour les gerbes à 3 rayons et plus le rapport suivant :

$$\frac{\text{nombre maximum de coïncidences sous le plomb}}{\text{nombre maximum de coïncidences sous l'aluminium}} = 14$$

ou, plus généralement, ce rapport est compris entre 5,3 et 28 selon le spectre d'énergie des rayons incidents.

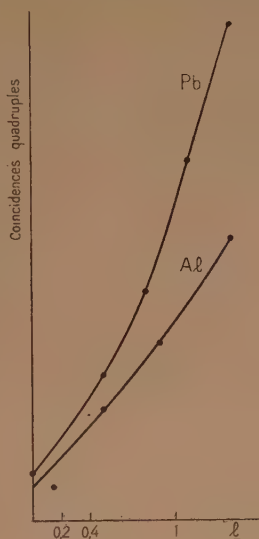


Fig. 40.

En prenant les valeurs expérimentales les plus proches du maximum à 26 g./cm², on a :

nombre de coïncidences sous le plomb : 54
 » » » l'aluminium 9,8 } rapport 6.

Résumé. — Les prévisions théoriques qualitatives pour les courbes de Rossi, sous le plomb et l'aluminium se rapprochent beaucoup des observations expérimentales. Les écarts quantitatifs s'expliquent si les gerbes d'électrons arrivent en faisceaux très étroits et serrés. Sur les faibles épaisseurs, plusieurs phénomènes, tels que la concavité de la courbe 34 ou le faible écart entre Pb et Al (en fonction de l , fig. 40) doivent être attribués aux rayons pénétrants.

Courbes de Rossi en sous-sol. — Le dispositif employé est le même que celui qui a été décrit salle 10.

TABLEAU XXII. — *Salle 11* (3 rayons Pb)

Épaisseur de plomb d (mm.)	t	N	$100 N/t$
0	3 665	168	$4,6 \pm 0,4$
20	1 555	425	27 ± 1
100 (cylindre)	2 620	409	$15,6 \pm 0,8$

Ces mesures, quoiqu'incomplètes, indiquent bien que le nombre de coïncidences croît fortement entre 0 et 20 mm. de plomb. Mais le nombre de gerbes décelées en l'absence de l'écran de plomb est nettement plus élevé que salle 10 : les cascades qui sortent du sol doivent donner des gerbes plus serrées que celles de l'air et par conséquent plus facilement enregistrées par le faisceau étroit de compteurs.

Pour l'écran de 20 mm., le nombre de coïncidences est beaucoup plus petit que salle 10, et j'ai cependant signalé que la proportion de rayons mous est à peu près la même dans les deux laboratoires. Il faut supposer qu'une partie de ces rayons sont très mous et absorbés ; ou que le rayonnement total est moins apte à créer des gerbes lorsqu'il est filtré par 0 m. 40 de sol ; ou que le maximum est déjà dépassé pour l'épaisseur d'écran choisie.

Avec le cylindre de 100 mm. de plomb, le nombre de coïncidences est le même qu'en salle 10, ce qui montre bien que dans les deux cas le rayonnement dur est identique.

TABLEAU XXIII. — *Salle 12* (3 rayons Pb).

Epaisseur de plomb <i>d</i> (mm.)	<i>t</i>	N	100 N/ <i>t</i>
0	460	13	2,8 ± 0,2
20	1 110	231	21 ± 1
100 (cylindre)	2 940	587	20,3 ± 0,8

Pour 0, le nombre de coïncidences est faible. Pour 20 et 100, les nombres sont tout à fait voisins : nous avons vu qu'il n'y a pas de rayons mous dans ce laboratoire, et les gerbes sont probablement toutes données par les rayons durs. Cependant, il faut noter le nombre élevé de coïncidences sous 100 mm. de plomb, il y en a plus qu'en salle 10 et 11.

Pour voir si cette augmentation n'est pas due à la présence de rayonnement gerbigène créé dans le sol, substance légère, j'ai fait des mesures sous du charbon salle 10. J'ai placé une épaisseur de 52 cm. de charbon sur une large surface directement au-dessus des cylindres de plomb enfermant les compteurs. Aucune action due au charbon n'a pu être observée,

les substances légères ne donnent lieu à aucune création de gerbes supplémentaires.

TABLEAU XXIV. — Salle 10,5.

Epaisseur d'écran	Trois compteurs				Quatre compteurs		
	t	N	$100 N/t$	$\bar{N} - N_0$	t	N	$100 N/t$
0	1 195	360	30 ± 2	15	2 725	49	$1,6 \pm 0,2$
100 mm. de plomb	2 540	2 093	82 ± 2	67	4 080	609	$14,9 \pm 0,6$
100 mm. Pb + 520 charbon	1 660	1 283	78 ± 2	63	4 240	625	$14,7 \pm 0,6$

Courbe de Rossi pour trois rayons sous le plomb, salle 30.
 — Dispositif. — C'est celui du schéma 32 sous des voûtes jusqu'à 60 mm. d'épaisseur, sous des constructions en briques de plomb pour les épaisseurs plus grandes.

TABLEAU XXV. — Salle 30 (3 rayons Pb) (fig. 41)

Epaisseur de plomb			t	N	$100 N/t$	$\lg \bar{N}$
d (mm)	g./cm ²	l				
0			7 895	82	$1,0 \pm 0,1$	
5	5,7	1,4	1 980	105	$5,3 \pm 0,5$	0,72
8	9,1	2,2	1 470	99	$6,7 \pm 0,7$	0,82
10	11,4	2,8	13 800	1 161	$8,4 \pm 0,3$	0,92
15	17,1	4,2	3 225	297	$9,2 \pm 0,5$	0,96
20	22,8	5,6	2 045	169	$8,3 \pm 0,6$	0,92
30	34,0	8,4	2 305	190	$8,2 \pm 0,6$	0,91
40	45,5	11,2	1 860	132	$7,1 \pm 0,6$	0,85
55	62,7	15,4	2 620	183	$7,0 \pm 0,5$	0,85
60	68,5	16,9	7 630	550	$7,2 \pm 0,3$	0,86
100	114	28	5 620	433	$7,7 \pm 0,4$	0,89
110	125	30,8	3 870	249	$6,5 \pm 0,4$	0,81
200	228	56,2	5 870	458	$7,8 \pm 0,4$	0,89
250	285	70	2 950	240	$8,1 \pm 0,5$	0,91
300	342	84	4 240	282	$6,7 \pm 0,4$	0,83

Interprétation. — On voit que le nombre de gerbes croît rapidement pour atteindre, vers 12 mm. de plomb, un maximum assez peu marqué. L'allure est tout à fait différente de ce qu'on observe au niveau de la mer ⁽⁷⁸⁾. Il n'y a plus de rayons primaires mous, et la bosse de la courbe doit être attribuée à un effet de transition.

Transition. — Janossy ⁽⁷⁹⁾ remarque, que pour une même masse d'écran, les particules venues de l'air (densité ρ_1) ont leur origine à une distance ρ_1/ρ_2 fois plus loin que les particules venues de la pierre (densité ρ_2) les gerbes de l'air sont dispersées sur une surface plus grande. Si l'air est au-dessus

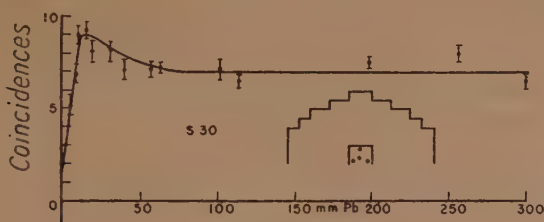


Fig. 41.

d'un écran de plomb, il y a des chances pour que les électrons entrent séparément dans le plomb et chaque électron donne une petite gerbe. S'il y a de la pierre au-dessus du plomb, des groupes d'électrons arrivent simultanément et plusieurs gerbes qui se produisent au même instant sont enregistrées comme une seule gerbe. La présence de sol, en permettant cette association de gerbes, conduit à enregistrer des gerbes dues à des particules moins énergiques : la différence entre les gerbes créées dans le sol et celles qui naissent dans le plomb donne la bosse observée. La pierre, au-dessus du plomb, donne un léger maximum déplacé vers les faibles épaisseurs.

⁽⁷⁸⁾ GRIVET-MEYER. *C. R.*, 208 (1939), 1216.

⁽⁷⁹⁾ *Proc. Roy. Soc.*, 167 (1938), 499.

Les électrons qui donnent des cascades ici sont probablement des électrons produits par les collisions de mésotons contre les atomes environnants. Le nombre de collisions des mésotons est proportionnel à Z , les électrons secondaires donnent des cascades dont le parcours est proportionnel à $1/Z_2$; par conséquent le nombre de rayons de gerbes qui sortent est proportionnel à $1/Z$. Ce serait les électrons de décomposition formés dans le sol et les électrons de collision produits dans le plomb qui donneraient les cascades dans le plomb.

La position du maximum (vers 12 mm.) correspond, d'après la théorie d'Euler, à des électrons de $1,5 \cdot 10^8$ eV.

Second maximum. — En sous-sol aussi, certains auteurs ont constaté l'existence d'un second maximum. D'après mes expériences, on ne peut pas affirmer qu'il n'existe pas; mais les mesures ne sont pas assez précises pour que je tienne compte, dans le dessin, des points qui s'écartent légèrement de la droite.

Janossy pense qu'on peut attribuer aux électrons de désintégration le nombre important de gerbes observées, même sous des écrans très épais. En effet ⁽⁸⁰⁾, les mésotons dont l'énergie est inférieure à $2 \cdot 10^8$ eV se désintègrent en électrons avec émission de radiation. Cependant Euler calcule que les électrons de désintégration sont peu nombreux pour expliquer un phénomène aussi considérable; et il y a certainement un grand nombre de gerbes formées par des processus autres que les cascades d'électrons.

Cylindres de plomb. — Des mesures ont été faites avec les cylindres déjà décrits.

(80) BHABHA. *Proc. Roy. Soc.*, 166 (1938), 501.

TABLEAU XXVI. — *Salle 30* (cylindres Pb)

Épaisseur d (mm.)	Trois compteurs			Quatre compteurs		
	t	N	$100 N/t$	t	N	$100 N/t$
0	1 730	102	$5,9 \pm 0,6$	7 895	82	$1,0 \pm 0,1$
100	3 895	1 039	$26,7 \pm 0,8$	11 410	944	$8,3 \pm 0,3$

On peut remarquer que le nombre de coïncidences avec un cylindre est un peu plus grand qu'avec une construction de briques de plomb d'épaisseur équivalente.

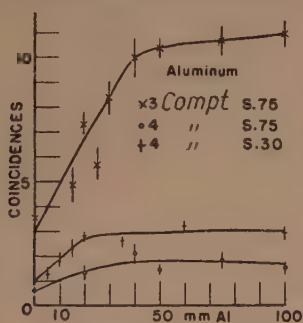


Fig. 42.

Courbe de Rossi pour trois rayons, salle 30.

TABLEAU XXVII. — *Salle 30* (3 rayons Al) (fig. 42)

Épaisseur d'aluminium			t	N	$100 N/t$
d (mm.)	$g./cm^2$	l			
0			7 895	82	$1,0 \pm 0,1$
5	1,3	0,07	1 320	17	$1,3 \pm 0,3$
10	2,6	0,14	1 920	34	$1,8 \pm 0,3$
20	5,2	0,28	5 155	146	$2,8 \pm 0,2$
35	9,1	0,5	5 825	161	$2,8 \pm 0,2$
60	15,6	0,9	5 770	184	$3,2 \pm 0,2$
100	26	1,4	3 305	97	$2,9 \pm 0,3$

Interprétation. — La courbe croît et atteint une saturation vers 20 mm. d'aluminium. Il n'y a pas de transition, ce qui s'accorde tout à fait bien avec les remarques de Janossy : le sol et l'aluminium ont des densités et des nombres atomiques voisins.

On peut comparer la courbe obtenue pour l'aluminium à la courbe relative au plomb dans le même laboratoire, mais aucune théorie sur les gerbes en sous-sol n'a été formulée avec précision ; les autres auteurs n'ont généralement employé que le plomb (ou quelquefois le fer, mais pas l'aluminium) comme écran pour les mesures sous terre. Par conséquent, je ne peux pas comparer mes résultats aux nombres théoriques ni à d'autres données expérimentales.

Avec l'aluminium, la saturation est atteinte très rapidement, dès 5 ou 6 g./cm², seulement vers 15 g./cm² pour le plomb. Si on compare les nombres de coïncidences en fonction de l pour le plomb et l'aluminium, on voit que la pente de la courbe relative à l'aluminium est nettement plus forte.

D'après Bhabha, Schmeiser, et l'interprétation des courbes donnée ici même, on peut attribuer la position de la saturation au parcours moyen des rayons de gerbes : il est remarquable que la saturation se produise plus vite dans l'aluminium. D'après Bhabha ou Arley (calculs faits pour le niveau de la mer) les déplacements prévus pour la pente ou pour la position du maximum sont faibles et en sens contraire de ceux que j'observe

Un facteur géométrique intervient pour différencier les mesures pour le plomb et l'aluminium : une masse d'aluminium est plus éloignée qu'une masse égale de plomb ; aussi, ai je fait des mesures de contrôle avec une voûte de plomb, distante des compteurs autant que l'aluminium : 11,4 g./cm² de plomb donnent alors $5,4 \pm 0,9$ coïncidences en 100 minutes, la masse égale et également éloignée en aluminium donne $2,9 \pm 0,2$.

La valeur du nombre maximum de gerbes est, en retrans-

chant les coïncidences décelées en l'absence d'écran, 8 dans le cas du plomb et 2 pour l'aluminium approximativement :

$$\frac{\text{nombre maximum de gerbes sous le plomb}}{\text{nombre maximum de gerbes sous l'aluminium}} = 4.$$

Schmeiser prévoit que le nombre de gerbes dures varie comme le numéro atomique de l'écran en relation avec la probabilité de formation de gerbes, c'est-à-dire 82 et 13. Le rapport de ces nombres, voisin de 6, est du même ordre de grandeur que les nombres de gerbes.

Courbes de Rossi salle 75. — J'ai fait de très longues séries de mesures dans ce laboratoire. J'ai augmenté leur durée pour avoir une précision suffisante malgré le petit nombre de coïncidences enregistrées en 100 minutes. Je me bornerai à donner les résultats numériques, car rien ne permet actuellement de les interpréter avec quelques détails.

Courbes de Rossi sous le plomb, salle 75.

Dispositif. — Les compteurs du schéma 31 sont placés dans des cylindres de plomb d'épaisseur croissante.

TABLEAU XXVIII. — *Salle 75* (2 rayons Pb) (fig. 43)

Epaisseur de plomb			<i>t</i>	N	100 N/ <i>t</i>
<i>d</i> (mm.)	g./cm ²	<i>l</i>			
0			5 350	224	4,2 ± 0,3
2	2,3	0,6	1 310	99	7,6 ± 0,8
4	4,6	1,1	2 285	211	9,2 ± 0,6
6	6,9	1,7	4 335	480	11,1 ± 0,5
10	11,4	2,8	1 280	133	10,4 ± 0,9
20	22,8	5,6	2 475	236	9,5 ± 0,6
100	114	28	3 185	333	10,4 ± 0,6

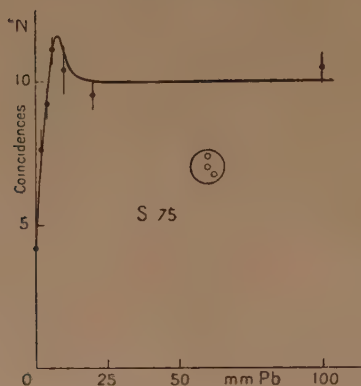


Fig. 43.

Interprétation. — L'allure de la courbe est assez voisine de ce qu'on observe salle 30 pour trois rayons, bien qu'ici l'effet de transition soit peu marqué.

TABLEAU XXIX. — Salle 75 (3 rayons Pb) (fig. 44)

Epaisseur de plomb			t	N	100 N/ t
d (mm.)	$g./cm^2$	l			
0			9 750	53	0,6 $\pm$ 0,1
2	2,3	0,6	960	15	1,6 $\pm$ 0,4
4	4,6	1,1	4 050	191	4,7 $\pm$ 0,3
6	6,9	1,7	4 315	193	4,5 $\pm$ 0,3
8	9,2	2,3	5 370	254	4,7 $\pm$ 0,3
10	11,4	2,8	2 295	109	4,8 $\pm$ 0,5
13	14,8	3,7	1 415	68	4,8 $\pm$ 0,6
20	22,8	5,6	5 130	259	5,0 $\pm$ 0,3
100	114	28	6 095	309	5,1 $\pm$ 0,3

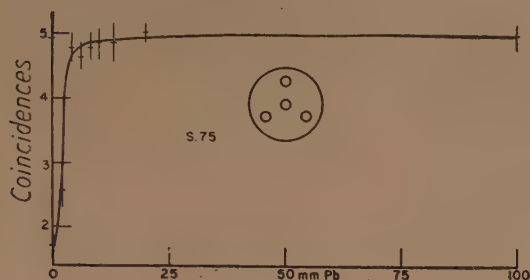


Fig. 44.

Interprétation. — Ici, l'effet de transition n'est plus visible. La saturation très rapidement atteinte (⁸¹, ⁸²) correspond à des électrons peu énergiques : les électrons qui peuvent traverser 4 à 5 mm. de plomb ont une énergie inférieure à l'énergie critique relative au sol (10^8 eV).

On peut remarquer un fait qui sera souligné dans le tableau récapitulatif : le nombre de gerbes, en particulier de gerbes à trois rayons est très élevé par rapport au nombre de rayons verticaux présents salle 75.

Courbes de Rossi sous l'aluminium, salle 75.

TABLEAU XXX. — Salle 75 (2 rayons Al) (fig. 42)

Epaisseur d'aluminium			l	N	100 N/ t
d (mm.)	g./cm ²	t			
0			5 350	224	$4,2 \pm 0,4$
15	3,9	0,01	1 020	50	$4,9 \pm 0,7$
20	5,2	0,28	2 795	204	$7,3 \pm 0,5$
25	6,5	0,35	1 655	95	$5,7 \pm 0,6$
30	8,3	0,42	1 620	136	$8,4 \pm 0,7$
40	10,4	0,56	1 670	168	$10,0 \pm 0,8$
50	13	0,7	2 500	258	$10,3 \pm 0,6$
75	19,5	1,05	2 740	292	$10,7 \pm 0,6$
100	26	1,4	2 680	295	$11,0 \pm 0,6$

(⁸¹) GRIVET-MEYER. *C. R.*, **206** (1938), 833.

(⁸²) AUGER et GRIVET. *Rev. Modern Physics*, **11** (1939), 232.

Interprétation. — Les courbes pour deux rayons sous l'aluminium et le plomb en fonction de l sont très voisines ; le nombre de coïncidences sous l'aluminium, à la saturation, est plus élevé qu'on ne pourrait s'y attendre.

TABLEAU XXXI. — Salle 75 (3 rayons Al) (fig. 42)

Épaisseur d'aluminium d (mm.)	t	N	100 N/ t
0	9 570	53	0,6 $\pm$ 0,1
20	1 430	19	1,3 $\pm$ 0,3
40	1 370	29	2,1 $\pm$ 0,4
50	3 905	54	1,4 $\pm$ 0,2
75	1 745	31	1,8 $\pm$ 0,3
100	5 000	75	1,5 $\pm$ 0,2

Résumé. — En sous sol, les courbes du nombre de gerbes en fonction de l'épaisseur d'écran atteignent rapidement un palier. Une bosse avant le palier, observée dans certains cas, est due à un effet de transition (différence de densité entre le milieu environnant et l'écran gerbigène). Salle 75, le nombre élevé de gerbes, la comparaison entre les résultats relatifs au plomb et à l'aluminium montre que le rayonnement change de nature en pénétrant dans le sol.

Photographies à la chambre de Wilson. — La détente de la chambre de Wilson, décrite succinctement p. 8, est commandée par la coïncidence des décharges dans un système de compteurs. Seuls les rayons pénétrants peuvent déclencher le système. Pour cela, je place un écran de plomb de plusieurs centimètres (épaisseur pour laquelle la saturation dans la courbe de Rossi est largement atteinte) entre deux compteurs dans un plan vertical (fig. 23).

J'ai pris quelques douzaines de photographies salles 30

et 75, en variant la taille des compteurs ou leur place par rapport à la chambre de Wilson.

On constate que le rayon dur qui a déclenché l'enregistrement photographique traverse fréquemment la chambre. On le reconnaît à sa direction et aussi à ce qu'il passe dans la plaque de plomb placée dans la chambre sans y être dévié.

Salle 30, le rayon dur est presque toujours un méson : en effet il traverse l'écran dense sans donner de gerbes. On compte environ 3 photos sur 100 ⁽¹⁷⁾ sur lesquelles le rayon pénétrant crée une gerbe dans le plomb. Les gerbes que j'ai photographiées comportent un petit nombre de rayons peu serrés autour de la direction de l'électron. On voit souvent sur les clichés d'autres rayons qui ont le même âge que le rayon dur.

Salle 75, le nombre de rayons sur chaque photographie est encore plus faible, il semble que la proportion de mésons soit moindre et celle des photons plus grande.

CONCLUSIONS

ET

TABLEAU RÉCAPITULATIF

Pour étudier les rayons cosmiques, j'ai utilisé des groupements de compteurs Geiger. Je décris la construction du compteur et ses caractéristiques électriques. Pour déceler l'ionisation dans plusieurs compteurs groupés en coïncidence, j'ai établi un amplificateur. Il est alimenté sur le secteur ; il est stable ; son pouvoir de résolution est élevé par rapport aux sélecteurs alimentés sur piles qui existaient seuls à l'époque où j'ai construit cet appareil.

L'ensemble des compteurs, de l'amplificateur et des écrans est très mobile, et se prête à l'expérimentation dans les salles les plus sommairement équipées.

J'ai mesuré la proportion de rayonnement mou et de rayonnement dur à la verticale. Le rayonnement mou primaire existe salles 10 et 11, il a disparu salles 12, 30 et 75. Le rayonnement mou qu'on décèle cependant salle 30 est secondaire de D (électrons produits par des mésons), en équilibre avec le rayonnement dur.

Salle 75, j'ai mesuré la proportion M/D dans toutes les directions. On observe très difficilement les rayons mous verticaux, mais par un dispositif approprié, on parvient à prouver une répartition presque isotrope du rayonnement M. Quant au rayonnement D, il est moins absorbé aux gran-

des profondeurs que ne le prévoient les théories sur le méson, ce qui implique des corrections à la théorie.

L'angle moyen entre deux rayons de gerbes est caractéristique de l'écran gerbigène placé au-dessus des compteurs. D'après la théorie des cascades électroniques, l'angle moyen est lié à l'énergie critique des rayons qui peuvent sortir de l'écran. Puisque mes mesures donnent l'angle moyen ainsi prévu, les gerbes sont bien dues, même en sous-sol, à des électrons. Cependant toutes les courbes, relatives à l'air, au sol, à l'aluminium et au plomb, présentent une bosse difficile à interpréter.

J'ai tracé un système de courbes de Rossi au moyen d'un grand nombre de mesures. Beaucoup d'entre elles ont été obtenues dans des conditions entièrement nouvelles, et de plus toutes les courbes du système ont l'avantage d'être quantitativement comparables entre elles.

Au niveau de la mer, sous le plomb pour 1, 2, 3 et 4 rayons, et sous l'aluminium pour 3 rayons, l'allure des courbes, le nombre maximum de gerbes et l'épaisseur d'écran du maximum correspondent aux prévisions de Bhabha et de Arley sur les électrons. Seuls les résultats obtenus pour les épaisseurs faibles décéleraient la présence de mésons.

Sous terre, le nombre de gerbes est très grand, et la proportion gerbes/durs augmente quand on s'enfonce dans le sol. La filtration du rayonnement est caractérisée par les nombres du tableau récapitulatif.

Bien qu'il subsiste quelques difficultés, un grand nombre de phénomènes sont expliqués avec précision par l'existence des mésons et d'électrons créés par les mésons.

TABLEAU

	Coincidences en 100 min			
	Salle 10	Salle 11	Salle 12	Salle 13
Rayonnement total M + D	145			27
Rayonnement dur D	121			24
M/D	20 0/0	19 0/0	0	9 0
Nombre maximum de gerbes ≥ 1 rayon sous le plomb	212			
Nombre de gerbes ≥ 2 rayons à l'air	15*			6
Nombre maximum de gerbes ≥ 2 rayons sous le plomb	159*			
Gerbes ≥ 2 rayons dans cylin- dre 100 mm. Pb = G ₂	67*	16	20	27
Nombre maximum de gerbes ≥ 2 rayons sous aluminium				
Gerbes ≥ 3 rayons à l'air	1,6			1,0
Nombre maximum de gerbes ≥ 3 rayons sous le plomb	57			9
Gerbes ≥ 3 rayons dans cylin- dre 100 mm. Pb = G ₃	15			8
Nombre maximum de gerbes ≥ 3 rayons sous aluminium				3
Gerbes ≥ 4 rayons à l'air	2			
Nombre maximum de gerbes ≥ 4 rayons sous le plomb	35			
G ₂ /D	55 0/0			110 0
G ₃ /D	12 0/0			33 0

* En déduisant les coïncidences fortuites N₀ = 15.

En lisant ce tableau, en particulier M/D, G₂/D, G₃/D et μ/ρ , on pénètre dans le sol.

CAPITULATIF

Salle 75	Absorption (μ/p : 10^3)		
	entre S. 10 et S. 30	entre S. 30 et S. 75	
9,7 9,4 3 0/0	0,80	0,21	Rayonnement M + D D M/D Nombre maximum de gerbes ≥ 1 rayon sous le plomb
4			Gerbes ≥ 2 rayons à l'air Nombre maximum de gerbes ≥ 2 rayons sous le plomb
11			$G_2 =$ gerbes ≥ 2 rayons dans cylindre Pb 100 mm.
10	0,47	0,21	Nombre maximum de gerbes ≥ 2 rayons sous l'aluminium
11			Gerbes ≥ 3 rayons à l'air
0,6			Nombre maximum de gerbes ≥ 3 rayons sous le plomb
5	0,32	0,10	$G_3 =$ gerbes ≥ 3 rayons dans cylindre 100 mm. de Pb
2			Nombre maximum de gerbes ≥ 3 rayons sous l'aluminium
			Gerbes ≥ 4 rayons à l'air
			Nombre maximum de gerbes ≥ 4 rayons sous le plomb
110 0/0 53 0/0			G_2/D G_3/D

ectivement que le rayonnement est modifié au fur et à mesure de sa

Ce travail a été fait au laboratoire de Chimie Physique et à l'Institut de Biologie physico-chimique. Je remercie sincèrement M. Jean Perrin de son accueil bienveillant. Je suis heureuse d'exprimer ma vive reconnaissance à M. Pierre Auger qui n'a cessé de me conseiller et de m'encourager; mon travail a aussi été facilité par l'atmosphère cordiale qui règne dans l'équipe de travailleurs qu'il dirige.

J'adresse un souvenir ému à la mémoire de mon camarade Paul Ehrenfest.

J'ai pu continuer ces recherches grâce à des subventions du Centre National de la Recherche Scientifique que je remercie.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Microscope électronique.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 28 Octobre 1940.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

G. ROUSSY.

IMPRIMÉ PAR BARNÉOUD FRÈRES ET C^{ie} A LAVAL (FRANCE)

